

Multifrequente rechnergestützte holographische Abbildung im Mikrowellenbereich

**Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades Doktor-Ingenieur**

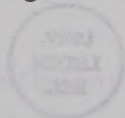
**vorgelegt von
Rolf Karg**

Erlangen 1976

1976 № 306

Multifrequente rechnergestützte holographische Abbildung im Mikrowellenbereich

**Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades Doktor-Ingenieur**



**vorgelegt von
Rolf Karg**

Erlangen 1976



Als Dissertation genehmigt vom
Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der Einreichung:	16. Juni 1976
Tag der Promotion:	28. Juli 1976
Dekan:	Professor Dr. rer. nat. H. J. Schneider
Berichterstatter:	Professor Dr.-Ing. H. Brand Professor Dr. rer. nat. A. W. Lohmann

Inhaltsverzeichnis

0.	Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen	III
1.	<u>Einleitung</u>	1
2.	<u>Mikrowellenholographie</u>	3
2.1	Probleme bei der holographischen Abbildung mit Mikrowellen und bisher veröffentlichte Lösungsvorschläge	3
2.1.1	Beugungseffekte	4
2.1.2	Aufnahmeaperturen	5
2.1.3	Rekonstruktionsverfahren	7
2.2	Multifrequente Holographie	7
3.	<u>Systemtheoretische Untersuchung</u>	10
3.1	Die Mehrdeutigkeitsfunktion	10
3.2	Näherungslösungen für den Nah- und Fernfeldbereich	22
3.3	Vergleich des Auflösungsvermögens bei monofrequenter und multi- frequenter Abbildung	26
3.4	Bewegte Objekte	32
3.5	Einfluß der Signallaufzeit bei periodisch moduliertem Sende- signal	35
4.	<u>Die rechnergestützte Rekonstruktion multifrequenter Mikro- wellenhologramme</u>	37
4.1	Die numerische Rekonstruktion auf einem Digitalrechner	37
4.2	Einfluß der Diskretisierung des Rekonstruktionsintegrals	39
4.3	Unterdrückung von Vieldeutigkeiten durch Wahl eines geeigneten Signalcodes	44
4.4	Quantisierungseffekte	51
4.5	Rekonstruktion mittels schneller Fouriertransformation (FFT)	57
4.6	Informationsgehalt und Stützpunktdichte im Bildbereich	59

5.	<u>Meßtechnische Untersuchung</u>	61
5.1	Versuchsaufbau	62
5.2	Experimentelle Untersuchung des Auflösungsvermögens	65
5.3	Einteilung der Objekte in Klassen mit typischen Beispielen	73
5.3.1	Punktförmige Objekte	74
5.3.2	Linienförmige Objekte	80
5.3.3	Transparente Objekte	87
5.3.4	Objekte mit rauher Oberfläche	90
5.4	Gemeinsame Abbildung von Objekten verschiedener Klassen	93
5.5	Einfluß von Systemparametern auf die Bildqualität	95
5.5.1	Dichte der Bildpunkte und Größe des Bildbereichs	95
5.5.2	Quantisierung von Amplitude und Phase	98
5.5.3	Einfluß der Wichtung der Signalfrequenzen	102
6.	<u>Besondere Gesichtspunkte zur Konzeption eines Abbildungssystems im Echtzeitbetrieb</u>	105
7.	<u>Zusammenfassung</u>	108
8.	<u>Anhang</u>	
A1	Verwendete Rechenprogramme	112
A2	Auflösbarkeit zweier nahe benachbarter Streuzentren	112
9.	<u>Schrifttum</u>	
9.1	Lehr- und Fachbücher	119
9.2	Fachaufsätze	119

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen

a	Koordinate eines Aperturendpunktes
A	Amplitudenkonstante
A_n	Abstand des Punktes S_n (Streuzentrum) von einem Punkt der Apertur
A_n^Δ	Abstand eines Punktes $(\Delta x_n, \Delta z_n)$ von einem Punkt der Apertur
b	Koordinate eines Aperturendpunktes, Matricelement von $\vec{B}$
b_m	Wortlänge der Meßwerte in Bit
b_t	Wortlänge der Laufzeit in Bit
b_ϕ	Wortlänge der Phase in Bit
b_ω	Wortlänge der Frequenz in Bit
$\vec{B}$	Matrix der Bildamplitudenwerte
C	Amplitudenkonstante
c_0	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit = $2,998 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1}$
d	Abstand von Streuzentren
D	Aperturbreite
D_x	Abstand der Bildpunkte in x-Richtung
D_z	Abstand der Bildpunkte in z-Richtung
$\text{ent}()$	nächst kleinere ganze Zahl von $()$
$\text{Ent}()$	nächst größere ganze Zahl von $()$
$\exp\{ \}$	Exponentialfunktion
$E, E_s, E_n, E_r, E_\lambda, E_f$	Elektrische Feldstärke (komplexe Zeigergröße)
f	Frequenz
f_0	Mittenfrequenz
$f()$	Funktion von
$F()$	Spektralfunktion
	} Fourierpaar
F_A	Amplitudenkonstante (Unterdrückung von Geisterbildern)
$g()$	Funktion von

h	Matrizelement, maximaler Fehler bei Quantisierung
h_t	maximaler Laufzeitfehler bei Quantisierung
h_ω	maximaler Frequenzfehler bei Quantisierung
h_ϕ	maximaler Winkelfehler bei Quantisierung
h_φ	maximaler Winkelfehler bei Quantisierung
i	ganze reelle Zahl
I	ganze reelle Zahl
I_H	Informationsinhalt des Hologramms in Bit
I_B	Informationsinhalt des Bildes in Bit
k	ganze reelle Zahl einer Zahlenfolge
K_0	Konstante, ganze reelle Zahl, Normierungsfaktor
K	Konstante abhängig von f_0 als Vorfaktor der radialen Auflösungsgrenze
ℓ	ganze reelle Zahl
m	ganze reelle Zahl
n	ganze reelle Zahl
r	geometrische Länge
r_0	geometrische Länge
R	geometrische Länge
R_n	Abstand des Ursprungs vom Streuzentrum S_n
R_n^Δ	Abstand des Ursprungs vom Punkt $(\Delta x_n, \Delta z_n)$
SBX	Zahl der Bildpunkte in x-Richtung pro Bildperiode x_p
SBZ	Zahl der Bildpunkte in z-Richtung pro Bildperiode z_p
SF	Zahl der diskreten Beleuchtungsfrequenzen
$si(X)$	$\sin(X)/X$ -Funktion
S_n	Streuzentrum S_n
SX	Zahl der Meßstellen in der Empfangsapertur
t_r	Signallaufzeit über das Streuzentrum S_n
t_r^Δ	Signallaufzeit über einen Punkt $(\Delta x_n, \Delta z_n)$
T	Zeit zur Aufnahme des Hologramms

u	reelle Variable
v_x	Objektgeschwindigkeit in x-Richtung
v_z	Objektgeschwindigkeit in z-Richtung
V_A	Auflösbarkeit zweier Streuzentren
x	Ortskoordinate
x_a	Ortskoordinate in der Apertur
x_n	Koordinate des Streuzentrums S_n
x_p	Bildperiodenlänge in x-Richtung
z	Ortskoordinate
z_n	Ortskoordinate des Streuzentrums S_n
z_p	Bildperiodenlänge in z-Richtung
$\delta_{\text{azimuthal}}^N$	azimuthale Auflösungszellenbreite
δ_{radial}^N	radiale Auflösungszellenbreite
$\delta_{\text{azimuthal}}^H$	azimuthale Halbwertsbreite
δ_{radial}^H	radiale Halbwertsbreite
$\delta(\)$	Dirac-Funktion
$\delta_{\text{radial}}^{\text{monofrequent}}$	radiale Halbwertsbreite bei monofrequenter Abbildung
Δ	Abweichung bzw. Differenz
$\Delta_{\text{azimuthal}}$	azimuthale Auflösungsgrenze
Δ_{radial}	radiale Auflösungsgrenze
η	linearer Bildfehler
λ	Wellenlänge
λ_0	Wellenlänge bei der Mittenfrequenz f_0
μ	ganze reelle Zahl
ν	ganze reelle Zahl
π	transzendente Zahl = 3,14159
σ	mittlererquadratischer Bildfehler (Standardabweichung)

ϕ	Phasenwinkel
φ	Phasenwinkel
ω	Kreisfrequenz = $2\pi f$
ω_0	Kreisfrequenz = $2\pi f_0$
Ω	Kreisfrequenz
X	Mehrdeutigkeitsfunktion, komplexe Bildamplitude

1. Einleitung

Die Fähigkeit des Menschen zu sehen beschränkt sich auf einen nur sehr kleinen Frequenzbereich elektromagnetischer Wellen. In diesem Bereich allerdings können Strukturen, wie sie dem Menschen im täglichen Leben im allgemeinen begegnen, mit hervorragender Auflösung erkannt werden. Durch biokulares Sehen wird sogar ein räumlicher Eindruck vermittelt, und bis zu einem gewissen Grade können Entfernungen abgeschätzt werden. Bei der Beurteilung von Entfernungen aus einem visuellen Eindruck spielt vermutlich aber auch die individuelle Raum-Erfahrung eine entscheidende Rolle, indem das Gehirn dieses Wissen unterbewußt ausnutzt.

Seit jeher hat der Mensch versucht, durch technische Hilfsmittel sein Sehvermögen zu verbessern. Die ersten entscheidenden Schritte gelangen ihm durch die Erfindung des Fernrohrs und des Mikroskopes. Erst aus neuerer Zeit stammen Methoden, elektromagnetische Wellen aus einem nicht sichtbaren Frequenzbereich nutzbar zu machen und mit ihrer Hilfe zu sehen; bekannte Beispiele sind die Röntgentechnik wie auch die Radartechnik, mit denen sich dem menschlichen Auge ganz neue Dimensionen eröffneten.

Radiowellen haben gegenüber optischen Wellen den erheblichen Vorteil geringerer Dämpfung in der Atmosphäre, was sich besonders bei schlechten Witterungsbedingungen zeigt. Ein Nachteil ist die relativ große Wellenlänge verglichen mit den Abmessungen der meisten interessanten Objekte. Die Empfangsfläche (-apertur) des Auges ist zwar nur wenige Quadratmillimeter groß, aber die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes ist noch wesentlich kleiner, so daß die Empfangsfläche des Auges - verglichen mit der Wellenlänge - groß und das auf der Netzhaut erzeugte Bild von ausgezeichneter Qualität ist. Abbildungssysteme, die mit elektromagnetischen Wellen arbeiten, deren Frequenz z.B. bei etwa 10 GHz liegt, müßten eine um einen Faktor von etwa 10^5 größere Empfangsapertur haben, wenn die Bildqualität ähnlich gut sein soll. Verzichtet man jedoch auf eine so hohe Auflösung, so bleiben auch bei weit kleineren Empfangsaperturen dennoch einige nicht zu übersehende Vorteile des Sehens mit Radiowellen, wie zum Beispiel die Ortung von größeren Objekten wie Flugzeugen oder Schiffen mit Hilfe der modernen Radartechnik in großen Entfernungen vom Beobachtungspunkt, wenn die optische Sicht durch bewölkten Himmel bzw. Nebel, Regen oder Schneefall versperrt ist.

Die Anforderungen, die an solche Radarsysteme gestellt werden, steigen ständig, einerseits bedingt durch zunehmend dichteres Verkehrsaufkommen, andererseits um mehr und mehr witterungsunabhängig zu sein. Außerdem möchte man die

Objekte nicht nur orten und ihre Geschwindigkeit feststellen, sondern auch die Umrisse der verschiedenen Objekte erkennen können. Zu Beginn der Entwicklung der Radartechnik gingen die Bemühungen dahin, ein möglichst universelles Radarsystem zu finden, das sowohl einen großen Entfernungsbereich als auch eine hohe Auflösung für die Geschwindigkeit (Doppler-Auflösung) und die azimuthale und radiale Koordinate ermöglichen sollte. Da diese Forderungen sich alle mehr oder weniger widersprechen und nur mit einem nicht tragbaren technischen Aufwand in einem System vereinigt werden könnten, ist man dazu übergegangen, Radarsysteme zu konzipieren, die speziellen Anforderungen gerecht werden bei sonst möglichst kleinem technischen Aufwand. In der kommerziellen Luftüberwachung ist z.B. eine Formerkennung der Flugzeuge durch ein Überwachungsradar unnötig, zumindest jedoch in naher Zukunft, da entweder mit Sekundärradarmethoden die Information über Flugzeugtyp, Geschwindigkeit, Höhe usw. abgerufen werden kann oder sogar im direkten Funkverkehr erfahren werden kann. Anders ist es im militärischen Bereich, wo diese Informationsquelle im allgemeinen fehlt.

In den letzten Jahren haben sich Bestrebungen gezeigt, Abbildungssysteme zu schaffen, die im 1 - 100 GHz-Bereich arbeiten und direkt Methoden aus dem Bereich der Optik entlehnt sind. Dabei wird entweder die an den abzubildenden Objekten gestreute Mikrowellenstrahlung mit einer Mikrowellenlinse in einer Ebene scharf abgebildet und die Feldstärkeverteilung helligkeitsproportional z.B. auf einem Oszillographenschirm dargestellt, oder in einem Zwei- oder Mehrstufenverfahren entsprechend der Laserholographie die gestreute Mikrowellenstrahlung in einer Ebene abgetastet, also ein Mikrowellenhologramm erstellt und dies in weiteren Arbeitsgängen anschließend rekonstruiert und sichtbar gemacht. Das holographische Verfahren bietet sich besonders an, da einmal die Mikrowellenlinse eingespart wird, die für diesen Frequenzbereich beträchtliche geometrische Ausmaße ($1 \div 10$ m Durchmesser) annehmen müßte und zum anderen eine direkte Amplituden- und Phasemessung ohne allzu großen Aufwand möglich ist. Außerdem sind im Mikrowellenbereich hochgradig kohärente Quellen vorhanden, wie sie zur holographischen Abbildung gebraucht werden. Allerdings ist auch ein solches Verfahren nicht universell einsetzbar, da es besonders zur Erfassung von Objektgeschwindigkeiten und bei großen Objektentfernungen, sehr hohe technische Anforderungen stellt. Durchaus denkbar ist aber der Einsatz zum Beispiel als Überwachungsradar auf dem Rollfeld eines Flughafens, wo - abgesehen von landenden und startenden Flugzeugen - nur relativ geringe Objektgeschwindigkeiten vorkommen, wie auch in Hafenanlagen oder im Straßenverkehr.

Parallel zur Forschung auf dem Gebiet der Mikrowellenabbildungssysteme werden ähnliche Abbildungsprinzipien auch im Ultraschallbereich angewandt und untersucht. Auf dem Ultraschallabbildungssektor gewonnene Erkenntnisse sind daher oft direkt auf den Mikrowellenbereich übertragbar und umgekehrt. In den letzten 15 Jahren hat man sich zunehmend mit der Problematik solcher Mikrowellenabbildungssysteme beschäftigt. Im Vordergrund steht dabei die Untersuchung von zweidimensionalen Abbildungen flacher Objekte unter Verzicht auf die Information über die Tiefe der Objektanordnung /22-33, 34-58, 68-75, 77, 78, 80, 85, 111, 112, 120-125/.

In der vorliegenden Arbeit wird ein multifrequentes holographisches Mikrowellenabbildungssystem vorgestellt und bezüglich seiner Realisierbarkeit und Einsatzfähigkeit diskutiert. Erst die multifrequente Abbildungsmethode gestattet im Mikrowellenbereich die ausreichende Tiefenauflösung von Objektstrukturen und somit eine echte dreidimensionale Abbildung. Zielsetzung der Arbeit ist es, die Eigenschaften multifrequenter, rechnergestützter^{*)}, holographischer Abbildung aufzuzeigen und die Möglichkeit einer technisch sinnvollen Realisierung eines solchen Abbildungssystems abzuschätzen.

2. Mikrowellenholographie

2.1 Probleme bei der holographischen Abbildung mit Mikrowellen und bisher veröffentlichte Lösungsvorschläge

Die ersten Ansätze zur Entwicklung von Mikrowellenabbildungssystemen sind aus den fünfziger Jahren bekannt, wenn die bis dahin bekannten konventionellen Ortungsverfahren aus dem Bereich der Radartechnik nicht mit zu den Abbildungssystemen gezählt werden. Kock und Harvey /21/ berichten von einem Experiment bei 9,4 GHz, in dem sie mit einer kleinen Antennensonde das Interferenzfeld abtasteten, das sich durch Überlagerung der Beugungswelle einer mit dem Mikrowellensignal beleuchteten Hohlleiterlinse und einer Referenzwelle ergab. Das detektierte Signal wurde verstärkt und mit einer Glühbirne hellkeitsproportional angezeigt. Diese bewegt sich auf einer entsprechenden Raumkurve wie die Abtastsonde und wurde während der gesamten Aufnahmezeit auf einer Photoplatte abgebildet. Auf diese Art entstand ein sichtbares Bild des ansonsten unsichtbaren Mikrowelleninterferenzmusters und somit - in Anlehnung an die Optik - ein Mikrowellenhologramm. Bei der Untersuchung von Bewegungen in der Ionosphäre mit Radiowellen mißt Rogers /15, 16/ unter anderem das Interferenzfeld eines vorbeifliegenden Flugzeuges und interpretiert dies als eindimensionale Zonenplatte, von der er ein eindimensionales Bild des Flugzeuges rekonstruiert.

^{*)} das heißt, die Hologramm-Rekonstruktion erfolgt mit Hilfe eines Rechners.

In einer weiteren Arbeit wird 1959 über die erfolgreiche experimentelle Aufnahme und Rekonstruktion eines Mikrowellenhologramms berichtet /17/. Patty modulierte mit dem von der Antennensonde detektierten und verstärkten Signal die Intensität des Elektronenstrahls, der sich auf dem Bildschirm einer Kathodenstrahlröhre synchron zur Bewegung der Antennensonde bewegte. Das während der Abtastdauer vom Bildschirm photographierte "Mikrowellenhologramm" wurde auf eine wenige Quadratmillimeter große Fläche verkleinert und mit einer schmalbandigen Lichtquelle rekonstruiert. Auf diese Art ergab sich ein sichtbares Bild des von Mikrowellen beleuchteten Objektes.

Mit der Erfindung des Lasers stand erstmals eine hochgradig kohärente optische Quelle zur Verfügung, mit der die entsprechend dem Wellenlängenverhältnis - Mikrowellenlänge/Lichtwellenlänge - verkleinerten Mikrowellenhologramme rekonstruiert werden konnten. Durch die starke Verkleinerung geht allerdings größtenteils der räumliche Eindruck bei der Betrachtung des Objektbildes wieder verloren. Es ergibt sich im wesentlichen ein zweidimensionales Abbild des Objektes.

Schon zu Beginn der Untersuchung von Mikrowellenabbildungssystemen wurden die Probleme, die sich bei diesen Wellenlängen ergeben, klar erkannt. Sie lassen sich in drei wesentlichen Punkten zusammenfassen, die im folgenden kurz diskutiert und an Beispielen aus der veröffentlichten Literatur erläutert werden sollen.

2.1.1 Beugungseffekte

Da bei der Abbildung mit Mikrowellen Objektmessungen und Strukturänderungen oftmals in der Größenordnung der Wellenlänge der Beleuchtungswelle liegen, spielen Beugungseffekte am Objekt eine große Rolle, durch die die Qualität des rekonstruierten Mikrowellenbildes stark beeinträchtigt werden kann /z.B. 22/. Außerdem können Empfangsaperturen aus technischen Gründen und Kostengründen nicht beliebig groß gewählt werden, so daß das Auflösungsvermögen wegen der relativ großen Wellenlänge des Beleuchtungssignals notgedrungen gering ist. Dies macht sich besonders stark bei der Tiefenauflösung bemerkbar, die noch wesentlich schlechter ist als die azimuthale /17, 86/. Durch gleichzeitiges geeignetes Verschieben von Sende- und Empfangspunkt während der Aufnahme des Hologramms kann das Auflösungsvermögen um den Faktor zwei verbessert werden /123, 124/. Durch kohärente Überlagerung der Rekonstruktion zweier oder mehrerer Mikrowellenhologramme bei verschiedenen Frequenzen ergeben sich von der Entfernung zwischen Objekt und Empfangsapertur abhängige Interferenzmuster, die durch Abzählen der Interferenzmaxima eine beschränkte

zusätzliche Aussage über die Tiefe eines Objektes gestatten /113-115/.

Im Bereich der Lichtwellenholographie liegen die Probleme im allgemeinen anders. Hier ist es meistens ein lichtempfindlicher Film, auf dem das Interferenzfeld gespeichert werden soll, dessen Körnigkeit der Auflösung Grenzen setzt. Die Tiefenauflösung ist zwar theoretisch im gleichen Maße schlechter wie auch bei der mikrowellenholographischen Abbildung, was aber bei der ohnehin guten Auflösung praktisch nicht auffällt.

Objektflächen, die bei visueller Betrachtung rauh erscheinen, können im Mikrowellenbereich schon wie ideale Spiegel wirken und z.B. infolge Blendung eine Abbildung fast unmöglich machen.

Zudem haben die Objekte bei Beleuchtung mit Weißlicht eine Farbe, die uns bei der Erkennung von Strukturen und der Zuordnung zu uns bekannten Gegenständen oftmals hilft. Solche Objekteigenschaften sind uns im Mikrowellenbereich - auch bei multifrequenter Beleuchtung - zunächst nicht geläufig und dürften auch nur schwer in unser Bewußtsein übertragbar sein.

2.1.2 Aufnahmeaperturen

Während im Lichtwellenlängenbereich Intensitätsverteilungen auf hochempfindlichen Filmmaterialien oder mit elektronischen Kameras aufgezeichnet werden können, fehlen solche einfachen Flächendetektoren zur Aufzeichnung von Mikrowellen.

Eine einfache Methode ist die Abtastung der Apertur-Feldverteilung mit einer - verglichen mit der Wellenlänge - kleinen Antennensonde, z.B. /21, 111, 131/. Dieses Verfahren arbeitet wegen der aufwendigen Mechanik zum Bewegen der Sonde über die Hologramm- bzw. Bildebene recht langsam und gestattet daher nur die Aufnahme von Hologrammen ruhender Objekte /86/. Andererseits ist es aber recht billig und kann mit Erfolg z.B. zur holographischen Ausmessung von Antennen als Objekte eingesetzt werden /101, 103/, wobei auch der Empfänger festgehalten und die Antenne geschwenkt werden kann. Durch geschickte Wahl der Abtastkurve im Raum z.B. in Form einer Spirale /36/ oder eines Kreises /35, 37/ kann die Abtastgeschwindigkeit erheblich gesteigert werden, wobei speziell die Spiral- bzw. Kreiskurve noch zusätzlich Vorteile bei der numerischen Rekonstruktion bietet.

Beim synthetischen Apertur-Radar (Synthetic Aperture Radar $\hat{=}$ SAR) nutzt man den Geradeausflug eines Flugzeuges zur Abtastung einer entsprechend der Flugbahn langen synthetischen Apertur mit einer an Bord des Flugzeuges

mitgeführten Antenne aus /99-110/. Dabei werden ständig Mikrowellenimpulse ausgesandt und deren Reflexion von dem unter dem Flugzeug seitlich liegenden Gelände längs des zurückgelegten Weges empfangen. Die Empfangssignale werden z.B. auf einem Film sequentiell aufgezeichnet und können später optisch weiter verarbeitet werden. Beim SAR handelt es sich um ein quasi-holographisches Abbildungssystem, da die Entfernungsinformation aus der Impulslaufzeit und meist unter Benutzung von Impulskompressionsmethoden gewonnen wird, z.B./2/ und nicht alleine durch Wellenfrontenrekonstruktion.

Es ist zur Zeit das am weitesten entwickelte bekannte mikrowellenholographische Abbildungsverfahren für große Entfernungsbereiche.

Beim Halbleiterbildwandler, wie er von Jacobs vorgeschlagen /39-42/ und von Schiesser /43/ und Levin /44-47/ diskutiert wird, wird eine Halbleiterscheibe in die Ebene gebracht, in der die Mikrowellenverteilung gemessen werden soll. Dabei werden zwei Abtastmethoden vorgeschlagen, zum einen der Reflexionsbetrieb, bei dem die von der Halbleiterscheibe reflektierte Energie zur Bildrekonstruktion verwendet wird, während bei Transmissionsbetrieb die Mikrowellenenergie, die durch die Scheibe hindurchtritt, ausgenutzt wird. Die Abtastung erfolgt in beiden Fällen durch gezielte örtliche Änderung der Leitfähigkeit, z.B. durch Bestrahlung mit einem Licht- oder einem Elektronenstrahl. Die Empfindlichkeit ist bei diesem Verfahren allerdings recht gering, so daß nur Mikrowellenfelder hoher Intensität abgetastet werden können.

Wegen des nahezu trägheitslosen Abtastsystems eignet sich die Methode allerdings für den Einsatz als Echtzeitsystem und wird in der Abtastzeit nur durch die Ladungsträgerlebensdauer begrenzt. Noch größere Feldstärken sind nötig bei der Darstellung der Feldverteilung mit einem mikrowellenempfindlichen Film /53-58/ oder mit Flüssigkristallen /49-52/. Beide Verfahren sind für einen Echtzeiteinsatz nur beschränkt geeignet, da sich ihre optischen Eigenschaften relativ träge bei Mikrowellenenergieeinwirkung ändern.

Die schnellste und empfindlichste Feldabtastmethode ist die Erfassung der Feldverteilung in einer Ebene mit einem Antennen-Array, wobei ein empfindlicher Empfänger entweder nacheinander elektronisch auf die einzelnen Antennenelemente geschaltet wird oder aber für jedes Antennenelement ein eigener Empfänger verwendet wird. Wegen der großen Anzahl von Antennenelementen und eventuell Empfängern stellt ein solches System eine sehr kostspielige Lösung dar.

2.1.3 Rekonstruktionsverfahren

Bei den Verfahren, bei denen nicht schon im Hochfrequenzbereich ein reelles Bild durch eine Mikrowellenlinse erzeugt wird, muß durch eine geeignete Rekonstruktion des erstellten Mikrowellenhologramms das Bild des Objektes aufgebaut und sichtbar gemacht werden. Inkohärent/kohärent optische Wandler bieten im Prinzip die Möglichkeit, die gemessene Mikrowellenfeldverteilung direkt in eine optische kohärente Wellenfront umzuwandeln, so daß die Rekonstruktion mit den bekannten optischen analogen Methoden durchgeführt werden kann /77-79/. Die Entwicklung auf dem Gebiet solcher Wandler steckt allerdings noch im Anfangsstadium /76/, so daß diese Wandler entsprechend teuer sind und auch noch nicht ausreichend zufriedenstellend arbeiten.

Der Weg über eine Photographie zu einem verwendbaren Transmissionshologramm ist zwar für theoretische Untersuchungen geeignet /30-32/, für die Anwendung in der Praxis aber keine diskutable Echtzeitlösung.

Als eine auch kostenmäßig wahrscheinlich tragbare Lösung hat sich in den letzten Jahren der elektronische Rechner zunehmend als Hilfsmittel zur numerischen Rekonstruktion einen Platz erobert /68-72/, zumal die anfallende Datenmenge im Mikrowellenbereich, verglichen mit der Informationsmenge z.B. in einem Laserhologramm, recht gering ist. Außerdem ist im Mikrowellenbereich die Messung von Amplitude und Phase der Feldverteilung bezogen auf ein Referenzsignal direkt möglich, so daß bei der numerischen Rekonstruktion das virtuelle Bild und der Störlichtterm, wie sie aus dem Bereich der analogen Laserholographie bekannt sind, wegfallen. Zur numerischen Transformation kann mit Erfolg der Algorithmus der schnellen Fouriertransformation nach Cooley und Tukey angewendet werden /173/, so daß auf speziellen Rechnern eine nahezu Echtzeit-Rekonstruktion heute schon möglich wird.

2.2 Multifrequente Holographie

Bekanntlich bestimmt das Zeit-Bandbreite-Produkt eines Radarsignals im wesentlichen das Entfernungsauflösungsvermögen sowie das Dopplerauflösungsvermögen eines Radarsystems /1-6/. Je größer zum Beispiel die Zeitdauer eines ausgesendeten Impulses ist, um so besser läßt sich mit ihm die Geschwindigkeit eines Objektes bestimmen und je größer die Bandbreite des Impulses ist, um so genauer kann die Entfernung des Objektes ermittelt werden. Diese grundlegenden Gesetzmäßigkeiten werden in der modernen Radartechnik z.B. bei Impulskompressionsmethoden /3-5/ berücksichtigt.

Bei holographischen Abbildungssystemen wird ein breitbandiges Signal in

Form einer Folge von kurzen Pulsen zum Beispiel beim Synthetischen Apertur-Radar /105/ und bei verschiedenen Ultraschallabbildungssystemen, z.B. /127/ benutzt. Wenn an das Entfernungsaufklärungsvermögen keine großen Ansprüche gestellt werden und es ausreicht, Objekte auflösen zu können, die sich in einem gegenseitigen Abstand voneinander befinden, der ein Vielfaches der mittleren Freiraumwellenlänge des verwendeten Signals liegt, so stellen Puls-laufzeitverfahren in Verbindung mit Impulskompressionsmethoden die eleganteste und einfachste Lösung zur Verbesserung der Entfernungs- bzw. Tiefenaufklärung dar. Soll allerdings die Tiefenaufklärung in der Größenordnung der Wellenlänge liegen, so sind extrem breitbandige Signale erforderlich und damit ebenso breitbandige Empfänger. Die Erzeugung solcher Signale stellt ein erhebliches Problem dar. Außerdem ist aus frequenzökonomischen Gründen der Einsatz eines solch breitbandigen Abbildungssystems fraglich.

In der vorliegenden Arbeit wird ein multifrequentes Abbildungsverfahren vorgeschlagen, das mit diskreten, über einen gewissen Frequenzbereich verteilten Frequenzen, arbeitet. Bei numerischer Weiterverarbeitung der Hologramm-daten auf einem Digitalrechner ist es ohnehin notwendig, die Meßwerte zu diskretisieren.

Eine Prinzipskizze des Systemaufbaus zeigt Bild 2.1.

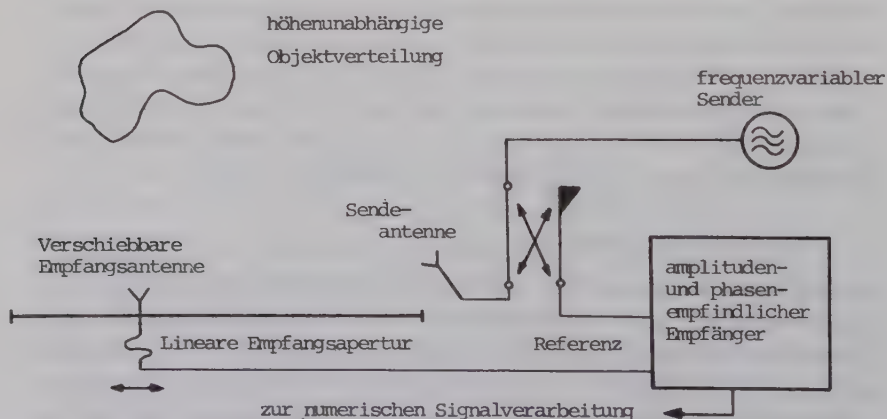


Bild 2.1: Prinzipieller Aufbau des multifrequenten holographischen Abbildungssystems

Die abzubildende Objektszene wird von der Sendeantenne beleuchtet. Ein Teil der an den Objekten gestreuten Beugungswelle gelangt in die Empfangsapertur. Die Feldstärkeverteilung in der Apertur wird mit einer mechanisch verschiebbaren Antennensonde detektiert und bezüglich Amplitude und Phase mit einem entsprechenden Empfänger gemessen. Als Referenz dient dabei ein der Sendezuleitung ausgekoppeltes Signal. Die Messung wird nacheinander bei verschiedenen diskreten Frequenzen wiederholt, wobei jedesmal das System zunächst bei der jeweiligen Frequenz eingeschwungen sein muß. Die gewonnenen Hologramm-Meßdaten werden in einem Großrechner numerisch weiterverarbeitet und das rekonstruierte Bild mit unterschiedlichen Graustufen ausgedruckt.

Der Einfachheit halber werden höhenunabhängige Objekte verwendet, die mit einer linearen Apertur abgebildet werden können.

Verglichen mit der bekannten Lichtholographie werden in dieser Arbeit nacheinander mehrere Hologramme der gleichen Objektverteilung bei unterschiedlichen Frequenzen aufgenommen, rekonstruiert, geeignet überlagert und an Hand der Ergebnisse die Vor- und Nachteile des multifrequenten Abbildungskonzepts diskutiert.

Für die einzelnen Frequenzen kann der Empfänger schmalbandig - und damit entsprechend rauscharm und empfindlich - ausgelegt werden, wobei lediglich der Eingangskreis für die einzelnen Frequenzen umschaltbar sein muß. Ein Abbildungssystem, das mit einer Folge von Signalen diskreter Frequenz arbeitet, hat gegenüber Systemen mit Dauerstrichsignalen bzw. einfach gepulsten Signalen mit großem Zeit-Bandbreiteprodukt den Vorteil, daß es durch ein anderes gleichartiges System nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit gestört wird. Der Fall, daß zwei voneinander unabhängige gleichartige Abbildungssysteme, die sich räumlich in geringem gegenseitigem Abstand befinden, so synchron laufen, daß sie sich gegenseitig beeinflussen, ist sehr unwahrscheinlich.

Ausgehend von der Mehrdeutigkeitsfunktion des breitbandigen holographischen Abbildungssystems werden zunächst Fragen der Auflösung in radialer und azimuthaler Richtung in Abhängigkeit von der Signalbandbreite untersucht, sowie der Einfluß von Objektbewegungen bei der Hologrammaufnahme abgeschätzt. Bei zu großer Entfernung zwischen abzubildendem Objekt und Aufnahmeapertur können sich unerwünschte Signallaufzeiteffekte ergeben, die dann das Auflösungsvermögen beeinträchtigen. Anschließend werden die sich für den breitbandigen Fall ergebenden Rekonstruktionsformeln diskretisiert und damit der numerischen Rekonstruktion auf dem Digitalrechner angepaßt. Die durch

die Diskretisierung hervorgerufenen Vieldeutigkeiten können durch geeignete Signalcodes in beschränktem Maße unterdrückt werden. Es zeigt sich, daß durch das multifrequente Konzept die Empfangsapertur stark verdünnt werden kann, ohne daß Geisterbilder mit großer Bildamplitude in azimuthaler Richtung auftreten.

Im experimentellen Teil der Arbeit werden Mikrowellenbilder verschiedener Objekte erstellt und diskutiert. Dazu werden die Objekte in verschiedene Klassen eingeteilt, die jede für sich typische Eigenschaften bei breitbandiger Abbildung mit Mikrowellen aufweist.

Abschließend werden die im Laufe der Arbeit abgeleiteten systemcharakterisierenden Gleichungen zusammengefaßt, daraus Dimensionierungsvorschriften zur Konzeption eines Abbildungssystems für den Echtzeitbetrieb abgeleitet und die Aussichten zur Realisierung eines solchen Systems beurteilt.

3. Systemtheoretische Untersuchung

3.1 Die Mehrdeutigkeitsfunktion

Es wird zunächst angenommen, daß die abzubildenden höhenunabhängigen Objekte aus ideal leitenden langen Kreiszylindern bestehen, deren Querschnittsabmessungen selbst klein gegen die Wellenlänge λ des Mikrowellensignals sind. Außerdem sollen die Abstände der Zylinder untereinander so gewählt sein, daß sie sich nicht gegenseitig elektrisch beeinflussen und somit Mehrfachreflexionen untereinander vernachlässigt werden können. Der Sender bestehe aus einer idealen Punktquelle und sei außerdem von der Empfangsantenne vollständig entkoppelt. Unter diesen Voraussetzungen läßt sich untersuchen, welche Grenzen bei der Rekonstruktion eines Bildes allein durch die Menge der empfangenen Meßwerte gesetzt sind, d.h. zum Beispiel, allein durch die Größe der Empfangsapertur und die Bandbreite des Signals, also ohne sonstige Störungen aus dem Objektraum wie z.B. Überschattungen oder Rauscheinflüsse zu berücksichtigen. Außerdem läßt sich untersuchen, welchen Einfluß Näherungsverfahren bei der Rekonstruktion haben und wie groß ihr Gültigkeitsbereich ist. Ordnet man den linienförmigen Streuzentren noch jeweils eine Eigengeschwindigkeit zu, läßt sich der Einfluß von Dopplerfrequenzverschiebungen untersuchen.

Im Bereich der Optik und Antennentheorie ist es in vielen Fällen üblich und zulässig, zur Behandlung von Beugungs- und Streuproblemen skalar zu rechnen /11/, d.h. es muß vorausgesetzt werden dürfen, daß nur die hauptpolarisierte Komponente achsennaher Strahlen, also die Komponente, die vom Sender abgestrahlt wird, von Interesse ist, während andere Komponenten vernachlässigt werden können.

Es bieten sich nun prinzipiell zwei Wege zur Berechnung der Feldstärkeverteilung in der Bildebene aus den gemessenen Feldstärkewerten in der Apertur an, die beide zum gleichen Ergebnis führen.

Der erste Weg führt über die lineare Fresnelsche Zonenplatte und deren Rekonstruktion nach dem Kirchhoffschen Prinzip /11/. Die bei den einzelnen Beleuchtungsfrequenzen ausgemessenen Zonenplatten werden einzeln rekonstruiert und die komplexe Bindamplitudenverteilungen überlagert. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß die elektrische Weglänge vom Sender zum Streuzentrum im Objektraum für die einzelnen Beleuchtungsfrequenzen unterschiedlich ist. Daher werden vor der Überlagerung die komplexen Bildamplitudenwerte mit einem geeigneten lauffzeit- und frequenzabhängigen Faktor multipliziert, der die unterschiedliche elektrische Weglänge kompensiert. Auf diese Weise wird erreicht, daß sich die einzelnen Bildamplituden am tatsächlichen Ort des Streuzentrums konstruktiv überlagern, da in diesem Fall der Faktor bei jeder Frequenz die tatsächliche elektrische Weglänge kompensiert, während sich für eine andere Stelle im Bild entsprechend andere Faktoren errechnen und sich die damit multiplizierten Bildamplitudenwerte herausmitteln.

Der zweite Weg stützt sich auf Verfahren, die aus dem Bereich der Radartechnik unter dem Begriff "matched filtering" /1/ bekannt sind und soll im folgenden eingeschlagen werden. Er führt in recht übersichtlicher Weise schnell zu einer Rechenvorschrift für die Rekonstruktion eines multifrequenten Mikrowellenhologramms.

Zunächst wird die sich theoretisch ergebende Feldstärkeverteilung in der Empfangsapertur in Abhängigkeit von der Frequenz und der Aperturkoordinate berechnet, wenn als Objekt ein einziges linienförmiges Streuzentrum angenommen wird. Anschließend wird die reale Feldstärkeverteilung bei einer realen Objektanordnung gemessen und mit der theoretisch berechneten konjugiert komplexen Testfunktion korreliert. Da die Feldstärke sowohl von der Signalfrequenz als auch von der Aperturkoordinate abhängt, ergibt sich eine zweidimensionale Korrelation. Befand sich an der Stelle im Objektraum, an der das Streuzentrum angenommen wurde, tatsächlich ein Streuzentrum, so liefert die Korrelation einen maximalen Wert. Dadurch, daß das fiktive Streuzentrum durch den Objektraum verschoben wird und jeweils das Korrelationsergebnis der theoretisch berechneten Apertur-Feldverteilung mit der realen ermittelt wird, kann die reale Objektverteilung rekonstruiert werden. Nach /1-6/ garantiert eine solche Verarbeitung der Hologramm-Meßdaten ein optimales Ergebnis, das heißt, es stellt sich

1. ein maximales Signal/Rausch-Verhältnis
2. eine minimale Wahrscheinlichkeit, einen Bildfehler (z.B. in Form eines Geisterbildes) zu erhalten, ein.

Reduziert sich die reale Objektanordnung auf ein einziges linienförmiges Streuzentrum, so lassen sich am rekonstruierten Bild Systemparameter wie z.B. das Auflösungsvermögen besonders gut ablesen und diskutieren. Diese Bild-amplitudenverteilungsfunktion wird im folgenden Mehrdeutigkeitsfunktion *) des Abbildungssystems genannt.

Betrachtet wird das System nach Bild 3.1, das alle relevanten geometrischen Größenbeziehungen zeigt. Ein Sender beleuchtet N Streuzentren S_n , die abgebildet werden sollen. Die gestreute Welle gelangt in die Apertur und wird hier bezüglich Betrag und Phase gemessen. Für die weitere Rechnung erweist es sich als günstig, wenn der Sender in den Ursprung des Koordinatensystems (Bild 3.1) gelegt wird. Die lineare Apertur fällt mit einem Stück der x-Achse zusammen. Die Streuzentren S_n mögen zunächst in der x-z-Ebene liegen. Die Sendefeldstärke in zeitabhängiger komplexer Darstellung habe die Form

$$E_S(t) = |\hat{E}_S| \cdot \exp\{j(\omega_0 t + \varphi(t))\} \quad (301)$$

Dabei ist $|\hat{E}_S|$ ein Proportionalitätsfaktor, ω_0 die Trägerfrequenz des Signals und $\varphi(t)$ ein Phasenmodulationsterm. Es wird nun der Beitrag von $E_S(t)$ berechnet, der an dem Streuzentrum S_n gestreut wird und in die Apertur gelangt: Er berechnet sich aus dem Sendesignal $E_S(t)$, verzögert um die Zeit

$$t_r = \frac{1}{c_0}(A_n + R_n) \quad (302)$$

Die Bedeutung von A_n und R_n ist aus Bild 3.1 ersichtlich, c_0 ist die Lichtgeschwindigkeit im freien Raum.

Wegen der kugelförmigen Strahlungscharakteristik des Senders und der linienförmigen Streuzentren S_n erscheint die Amplitude in der Empfangsapertur bei der Koordinate x_a (Bild 3.1) reduziert um den Betrag $(R_n \cdot \sqrt{A_n})^{-1}$ zu

$$E_n(x_a, t) = |\hat{E}_S| \frac{\exp\{j[\omega_0(t - t_r) + \varphi(t - t_r)]\}}{\sqrt{A_n} R_n} \quad (303)$$

Die gesamte im Punkt $(x, y, z) = (x_a, 0, 0)$ gemessene Feldstärke ergibt sich aus der Summe aller gestreuten Anteile zu

$$E(x_a, t) = \sum_{n=1}^N E_n(x_a, t) \quad (304)$$

*) in Anlehnung an den entsprechenden Begriff in der Radartechnik im Angelsächsischen "Ambiguity-Function"

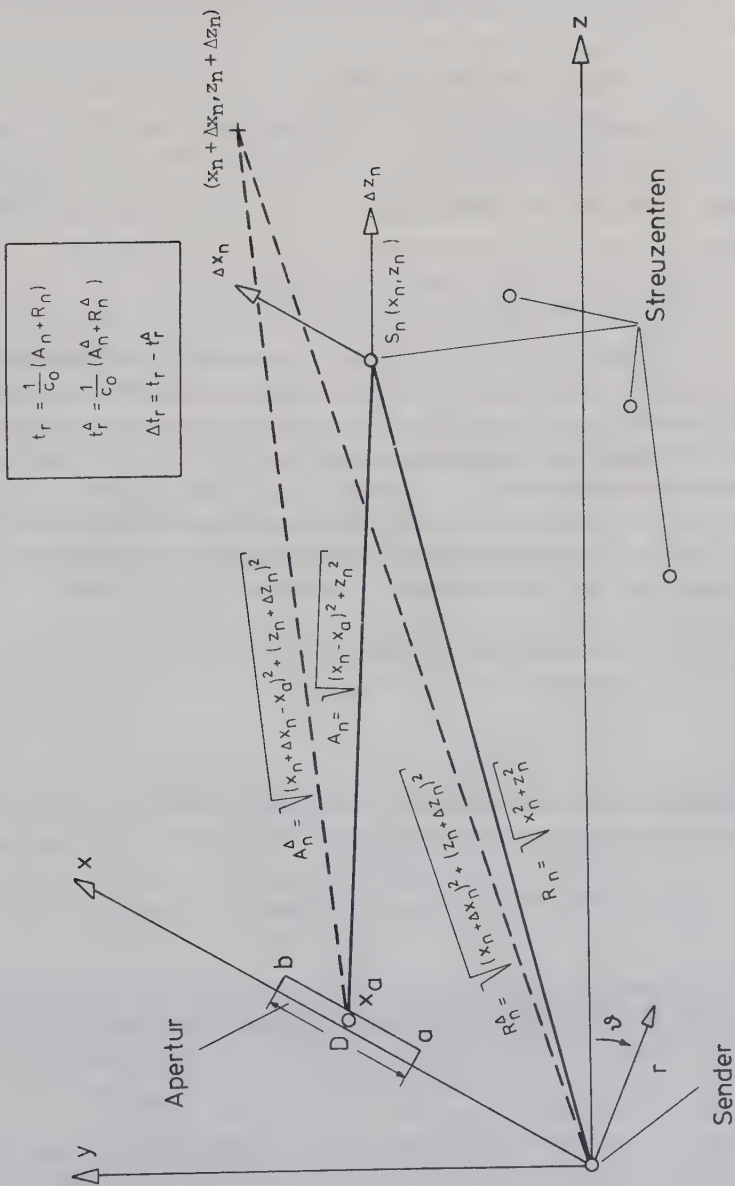


Bild 3.1: Geometrische Beziehungen bei der Abbildung eines punktförmigen Streuzentrums S_n .

In einem amplituden- und phasenempfindlichen Empfänger wird $E(x_a, t)$ bezogen auf ein Referenzsignal

$$E_R(t) = |\hat{E}_R| \exp\{j[\omega_0 t + \varphi(t)]\} \quad (305)$$

das der Sendeantennenzuleitung direkt ausgekoppelt wird. $|\hat{E}_R|$ ist ein konstanter Proportionalitätsfaktor.

Somit ergibt sich das Ausgangssignal des Empfängers in komplexer Schreibweise zu

$$E_e(x_a, t) = |\hat{E}_e| \cdot \sum_{n=1}^N E_n(x_a, t) \exp\{-j[\omega_0 t + \varphi(t)]\} \quad (306)$$

Unter der Annahme, daß $E_e(x_a, t)$ Ergebnis der Messung einer Feldverteilung ist, die von einer abzubildenden realen Objektverteilung herrührt, errechnet sich die rekonstruierte Mikrowellenbildamplitude durch Kreuzkorrelation mit einer entsprechenden Testfunktion. Diese erhält man aus Gl. (306), wenn für die Anzahl der Streuzentren $N = 1$ gesetzt und die konjugiert komplexe Darstellung von $E_e(x_a, t)$ gewählt wird. Das fiktive Streuzentrum befinde sich im Punkt $(x_n + \Delta x_n, z_n + \Delta z_n)$. Analog zu Gl. (303) errechnet sich die durch das fiktive Streuzentrum hervorgerufene Feldstärkeverteilung in der Apertur zu

$$E_f(x_a, t) = |\hat{E}_f| \frac{\exp\{j[\omega_0(t - t_r^\Delta) + \varphi(t - t_r^\Delta)]\}}{\sqrt{A_n^\Delta \cdot R_n^\Delta}} \quad (307)$$

mit
$$t_r^\Delta = \frac{1}{c_0} (A_n^\Delta + R_n^\Delta)$$

Die Bedeutung von $x_n, \Delta x_n, z_n, \Delta z_n, A_n^\Delta$ und R_n^Δ ist aus Bild 3.1 ersichtlich. Bezogen auf das Referenzsignal (Gl. 305) ergibt sich

$$\hat{E}_f'(x_a, t) = |\hat{E}_f'| \frac{\exp\{j[-\omega_0 t_r^\Delta + \varphi(t - t_r^\Delta) - \varphi(t)]\}}{\sqrt{A_n^\Delta} R_n^\Delta} \quad (308)$$

Die Mikrowellenbildamplitude χ im Bildpunkt $(x, z) = (x_n + \Delta x_n, z_n + \Delta z_n)$ läßt sich jetzt durch die Kreuzkorrelation der gemessenen Feldverteilungsfunktion $E_e(x_a, t)$ nach Gl. (306) und der theoretisch bestimmten Testfunktion $\{E_f'(x_a, t)\}^*$ Gl. (308) ermitteln.

$$\chi(x, z) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_e(x_a, t) \{E_f'(x_a, t)\}^* dx_a dt \right| \quad (309)$$

Da $E_f'(x_a, t)$ von der Lage des fiktiven Streuzentrums in der x-z-Ebene (Bild 3.1) abhängt, ist auch χ eine Funktion von den Koordinaten x und z.

Die Mehrdeutigkeitsfunktion des Abbildungssystems, die im weiteren untersucht wird, ergibt sich, wenn in Gl. (309) für $E_e(x_a, t)$ die gemessene Feldstärkeverteilung eingesetzt wird, die sich in der Apertur einstellt bei der Anwesenheit von nur einem einzigen Streuzentrum S_n im Objektraum. Die Mehrdeutigkeitsfunktion zeigt also das Mikrowellenbild eines einzigen Streuzentrums.

Da die beiden Funktionen im Integranden in Gl. (309) nur in einem endlichen Zeitintervall $T_1 \leq t \leq T_2$ und in der begrenzten Apertur $a \leq x_a \leq b$ bekannt sind, ändern sich in Gl. (309) entsprechend die Integrationsgrenzen. Mit Gl. (303, 306 und 308) läßt sich die Mehrdeutigkeitsfunktion χ darstellen als Funktion von Δx_n und Δz_n :

$$\chi(\Delta x_n, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \int_{T_1}^{T_2} \int_a^b \frac{\exp\{j[\omega_0(t_r^\Delta - t_r) + \varphi(t - t_r) - \varphi(t - t_r^\Delta)]\}}{\sqrt{A_n \cdot A_n^\Delta} R_n \cdot R_n^\Delta} dx_a dt \right| \quad (310)$$

Dabei wird die Normierungskonstante K so gewählt, daß gilt:

$$\chi(0,0) = 1 \quad (311)$$

Δx_n und Δz_n geben den Abstand des fiktiven Streuzentrums vom abzubildenden Streuzentrum S_n an (Bild 3.1). Sie sind die Koordinaten des lokalen Koordinatensystems in S_n .

Mit der Abkürzung

$$C(x_a) = (\sqrt{A_n A_n^\Delta} \cdot R_n R_n^\Delta)^{-1} \quad (312)$$

erhalten wir

$$\chi(\Delta x_n, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \iint_{T_1}^{T_2} C(x_a) \exp\{j[\omega_0(t_r^\Delta - t_r) + \varphi(t - t_r) - \varphi(t - t_r^\Delta)]\} dx_a dt \right| \quad (313)$$

χ soll nun genauer untersucht werden für ein periodisches linear frequenzmoduliertes Signal /4/, entsprechend einer Phasenmodulation

$$\varphi(t) = \frac{1}{2} \Delta\omega \frac{t^2}{T} \quad \text{für} \quad -\frac{T}{2} < t < \frac{T}{2} \quad (314)$$

Die Frequenz des Signals ändere sich also periodisch in der Zeit T um den Betrag

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{d\varphi(t)}{dt} \right|_{\frac{T}{2}} - \frac{d\varphi(t)}{dt} \Big|_{-\frac{T}{2}} = \frac{\Delta\omega}{2\pi} \quad (315)$$

Unter der Voraussetzung, daß zunächst die mittlere Laufzeit des Sendesignals $\frac{1}{2}(t_r + t_r^{\Delta}) \ll T$ ist, ergibt sich nach kurzer Zwischenrechnung Gl. (313) zu

$$X(\Delta x_n, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \int_a^b C(x_a) \exp\{j\Delta t_r \left[\frac{\Delta\omega}{T} t + \omega_0 \right]\} dx_a dt \right| \quad (316)$$

mit

$$\Delta t_r = t_r^{\Delta} - t_r \quad \text{und} \quad T_1 = -\frac{T}{2}; \quad T_2 = \frac{T}{2}$$

Mit Gl. (316) erhält man die Mehrdeutigkeitsfunktion für ein multifrequentes holographisches Abbildungssystem bei einem Beleuchtungssignal gemäß Gl. (314). Die Integration nach t in Gl. (311) läßt sich direkt ausführen und wir erhalten

$$X(\Delta x_n, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \int_a^b C(x_a) \operatorname{si}\left(\frac{\Delta\omega \cdot \Delta t_r}{2}\right) \exp\{j\Delta t_r \omega_0\} dx_a \right| \quad (317)$$

mit $\operatorname{si}(\text{Argument}) = \frac{\sin(\text{Argument})}{\text{Argument}}$

Bei einer späteren rechnergestützten Rekonstruktion ist diese integrierte Form der Lösung nicht geeignet, da dann die Integrale diskretisiert werden müssen und wir außerdem die Empfangsfeldstärke nicht für alle x_a und t kontinuierlich messen können, sondern diese an endlich vielen Stellen abtasten müssen. Im folgenden wird jedoch die Funktion X zunächst in nichtdiskretisierter Form diskutiert.

Lassen wir in Gl. (317) $\Delta\omega \rightarrow 0$ gehen, so erhalten wir mit $\operatorname{si}(0) = 1$ für das monofrequente System

$$X(\Delta x_n, \Delta z_n) \Big|_{\Delta\omega=0} = \left| \int_a^b C(x_a) \exp[j\omega_0 \Delta t_r] dx_a \right| \quad (318)$$

Diese Form erhält man auch, wenn vom Fresnelschen Beugungsintegral ausgegangen und damit die Rekonstruktion des Hologramms eines punktförmigen Streuzentrums durchgeführt wird. Die radiale und azimuthale Breite des Maximums bei $(\Delta x_n, \Delta z_n) = (0,0)$ ist abhängig von der Frequenz $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ und damit der Wellenlänge $\lambda_0 = \frac{c_0}{f_0}$, dem Abstand z_n , sowie der Aperturbreite $D = b - a$.

Bevor die Funktion X genauer diskutiert wird, ist es notwendig, zunächst einige im folgenden häufig vorkommende Begriffe, die das Auflösungsvermögen eines Abbildungssystems charakterisieren, zu definieren.

Als Beispiel betrachten wir die Funktion

$$X(\Delta x) = \frac{\sin(\Delta x)}{\Delta x} \quad (319)$$

die in Bild 3.2a dargestellt ist. Sie weist ein Maximum bei $\Delta x = 0$ auf. Die Halbwertsbreite des Maximums δ^H ist in bekannter Weise definiert. Mit der Auflösungszellenbreite δ^N wird der Abstand des Hauptmaximums von der ersten Nullstelle der Funktion bezeichnet,

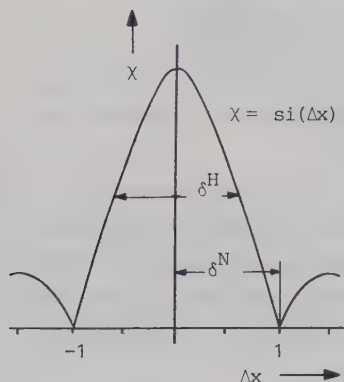


Bild 3.2a

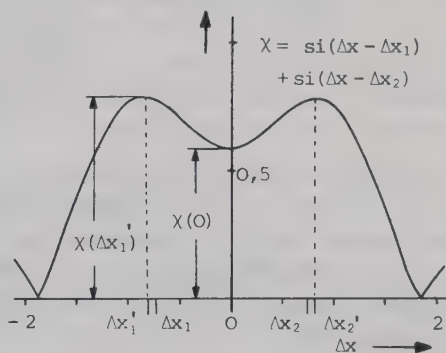


Bild 3.2b

Bild 3.2: Zur Definition der Halbwertsbreite δ^H , der Auflösungszellenbreite δ^N , der Auflösungsgrenze Δ und der Auflösbarkeit V_A

der bei dem speziell gewählten Beispiel gerade gleich dem Abstand zweier benachbarter Nullstellen für $\Delta x < 0$ bzw. $\Delta x > 0$ ist. In Bild 3.2b ist die Überlagerung zweier si-Funktionen gezeigt, die jede für sich ihr Maximum bei Δx_1 bzw. Δx_2 haben. Die Überlagerung der beiden Funktionen zeigt zwei getrennt erkennbare Maxima bei $\Delta x_1'$ und $\Delta x_2'$. Das Verhältnis

$$V_A = \frac{X(0)}{X(\Delta x_1)} = \frac{X(0)}{X(\Delta x_2)} \quad (320)$$

gibt ein Maß für die Auflösbarkeit der beiden Maxima an. Je kleiner V_A ist, umso besser lassen sich die beiden Maxima getrennt erkennen. Für den Fall $V_A = 1$ ist die Auflösbarkeitsgrenze

$$\Delta = \Delta x_2 - \Delta x_1 \Big|_{V_A = 1} \quad (321)$$

erreicht, bei der nur noch ein Maximum sichtbar ist. Die Indizes "azimuthal" und "radial" bei den einzelnen Größen δ^H , δ^N und Δ sollen andeuten, daß sich

der entsprechende Wert auf die azimuthale bzw. radiale Richtung (im Nahbereich auf die Δx_n - bzw. Δz_n -Richtung) der zweidimensionalen Funktion X bezieht.

Die Funktion X gemäß Gl. (318) ist in Bild 3.3 dargestellt. Dabei sind die Parameter so gewählt worden, wie sie auch im experimentellen Teil der Arbeit im Versuchsaufbau benutzt werden. Das Koordinatensystem entspricht dem in Bild 3.1. Der Punkt $(\Delta x_n, \Delta z_n) = (0,0) = S_n$ ist in diesem - wie in allen folgenden Bildern - der Mittelpunkt der perspektivischen Darstellung. $|X|$ hat entsprechend in $(0,0)$ sein Maximum. "SQ φ " gibt die Quantisierungszahl der Winkelfunktionen $\sin\varphi$, $\cos\varphi$, $e^{j\varphi}$ an. Beispielsweise bedeutet SQ $\varphi = 100$: Der maximale, durch Digitalisierung bedingte Fehler kann in der graphischen Darstellung nicht mehr erkannt werden.

"x-Bereich" und "z-Bereich" geben den Rekonstruktionsbereich des Bildes in der x_n - z_n -Ebene an, während "Raster" den Abstand der Netzklinien untereinander angibt. In Bild 3.3 ist deutlich zu erkennen, daß die radiale Halbwertsbreite des Maximums δ_{radial}^H wesentlich größer ist als die azimuthale. Für die gewählten Werte von $z_n = 3$ m und einer Aperturbreite $D = 1,83$ m ergibt sich beispielsweise

$$\begin{aligned}\delta_{\text{azimuthal}}^H &\approx 6 \text{ cm} \\ \delta_{\text{radial}}^H &\approx 70 \text{ cm}\end{aligned}\tag{322}$$

Die Größen δ^N und δ^H des Systems sind abhängig von der Entfernung Objektszene - Apertur. Im Nahbereich besteht ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen δ^N und δ^H einerseits und D , λ_0 und z_n andererseits. Für genügend große *) Objektentfernungen z_n vereinfacht sich der Zusammenhang und es ergibt sich für eine lineare Apertur /7, 86/

$$\delta_{\text{azimuthal}}^N \approx \frac{z_n \cdot \lambda_0}{D} \approx 0,82 \delta_{\text{azimuthal}}^H\tag{323}$$

während sich die radiale Halbwertsbreite des Maximums mit dem Quadrat von z_n bzw. $\delta_{\text{azimuthal}}^N$ ändert,

$$\delta_{\text{radial}}^H \approx \frac{8 (\delta_{\text{azimuthal}}^N)^2}{\lambda_0}\tag{324}$$

Im monofrequenten Fall existiert δ_{radial}^N nicht, da $X(0,z)$ keine Nullstelle hat. Bild 3.4 zeigt X für $z_n = 10$ m. In radialer Richtung hat sich das

*) Fresnel-Näherungsbereich, siehe auch Kapitel 3.2

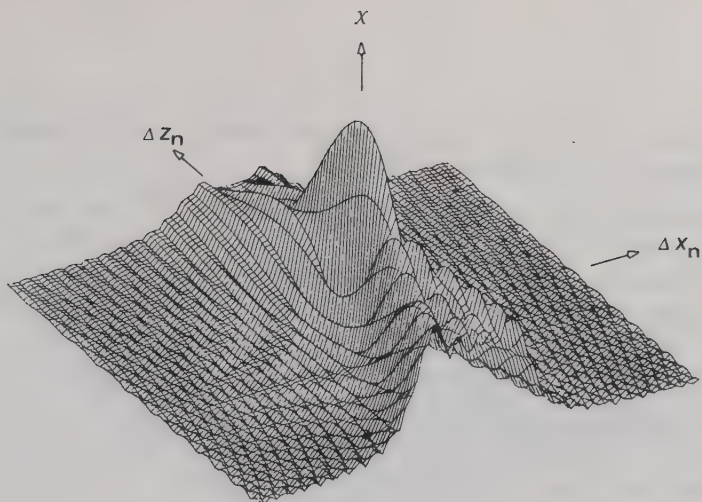


Bild 3.3: Monofrequente holographische Abbildung eines linienförmigen Streuzentrums (Mehrdeutigkeitsfunktion)

$SQ_{\varphi} = 100$, x -Bereich = $0,0 \div 2,0$ m, z -Bereich = $2,0 \div 4,0$ m

Raster = $0,025$ m, Frequenz $f_0 = 10$ GHz, Aperturbreite = $1,83$ m

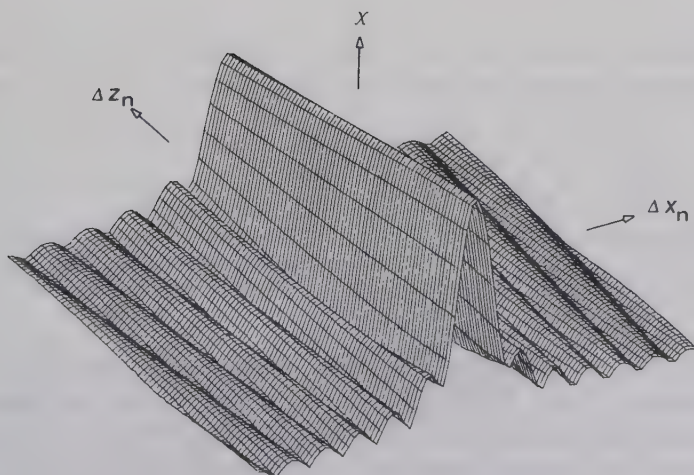


Bild 3.4: Monofrequente holographische Abbildung eines linienförmigen, von der Apertur weit entfernten Streuzentrums (Mehrdeutigkeitsfunktion)

$SQ_{\varphi} = 100$, x -Bereich = $0,0 \div 2,0$ m, z -Bereich = $9,0 \div 11,0$ m

Raster = $0,025$ m, Frequenz $f_0 = 10$ GHz, Aperturbreite = $1,83$ m

Maximum so stark verbreitert, daß im dargestellten Bereich das Streuzentrum S_n nicht mehr lokalisiert werden kann.

Die azimuthale Auflösungszellenbreite $\delta_{\text{azimuthal}}^N$ beträgt bei den angegebenen Parametern etwa 0,14 m, während die radiale Halbwertsbreite des Maximums (Gl. 324) ungefähr 7 m groß ist. Bei der Lichtholographie treten solche Auflösungsprobleme nicht auf, da die Wellenlänge um den Faktor $6 \cdot 10^4$ kleiner und damit die Auflösung um diesen Faktor größer ist.

im folgenden soll die Verbesserung des radialen Auflösungsvermögens durch das multifrequente Konzept diskutiert werden. Betrachten wir nun Gl. (317) für den Fall $\Delta\omega \neq 0$. Der radiale Bildamplitudenverlauf von χ wird bei $\Delta\omega \neq 0$ im Wesentlichen bestimmt von

$$f(\Delta t_r) = \text{si} \left(\frac{\Delta\omega \cdot \Delta t_r}{2} \right) \quad \text{mit} \quad \Delta t_r = t_r^{\Delta} - t_r \quad (325)$$

Die Signallaufzeiten t_r , t_r^{Δ} und Δt_r sind in Bild 3.1 näher erläutert. Der Einfluß der Exponentialfunktion in Gl. (317) auf das radiale Auflösungsvermögen ist schon mit Gl. (324) diskutiert worden. f wird maximal für $\Delta t_r = 0$ und fällt rasch ab für $\Delta t_r \neq 0$. Die erste Nullstelle von f liegt bei

$$\frac{\Delta\omega \cdot \Delta t_r}{2} = \pi \quad \text{bzw.} \quad \Delta t_r = \frac{1}{\Delta f} \quad (326)$$

Δt_r ist nun eine Funktion von Δx_n und Δz_n beziehungsweise, wenn Polarkoordinaten eingeführt werden, von r und ϑ . Aus Bild 3.1 läßt sich sofort erkennen, daß für $r > D$ gilt.

$$\frac{\partial \Delta t_r}{\partial \vartheta} \ll \frac{\partial \Delta t_r}{\partial r} \quad (327)$$

Für $r \rightarrow \infty$ kann gezeigt werden

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial \Delta t_r}{\partial \vartheta} = 0 \quad ; \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial \Delta t_r}{\partial r} = 2 \quad (328)$$

wenn die Größe Δt_r in Polarkoordinaten (siehe Bild 3.1) ausgedrückt wird. Da die Funktion $f_1(\Delta t_r)$ (Gl. 325) einerseits entscheidend von Δt_r abhängt, andererseits Δt_r sich besonders stark mit r und nur in relativ geringem Maße mit ϑ ändert, wird der multifrequente Betrieb im wesentlichen das radiale, bei Beschränkung auf achsennahe Strahlen das Auflösungsvermögen in z -Richtung steigern.

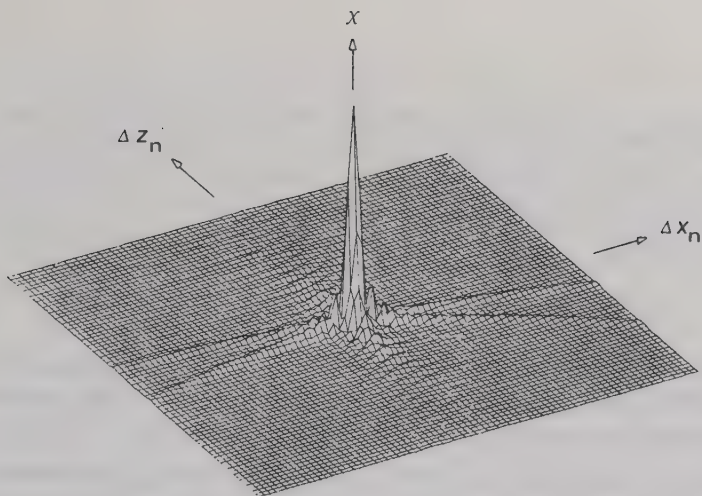


Bild 3.5: Multifrequente holographische Abbildung eines linienförmigen Streuzentrums (Mehrdeutigkeitsfunktion)

$SQ\varphi = 100$, x -Bereich = $0,0 \div 2,0$ m, z -Bereich = $2,0 \div 4,0$ m

Raster = $0,025$ m, Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz, Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz

Aperturbreite $D = 1.83$ m Senderkoordinaten : $x_s = -1.0$ m, $z_s = 0.0$ m

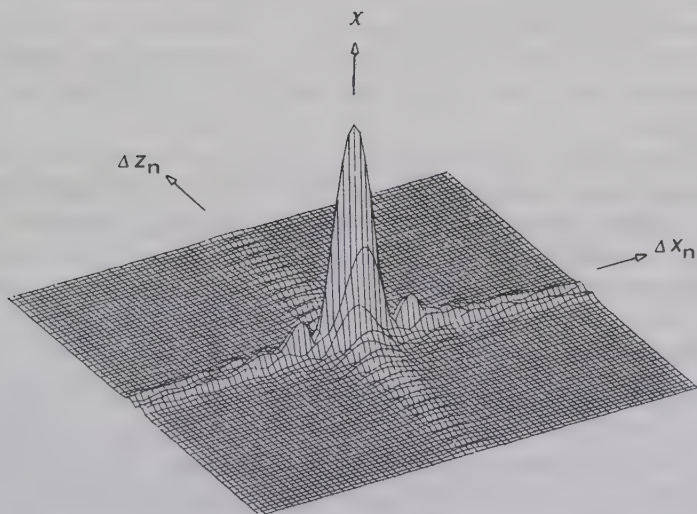


Bild 3.6: Multifrequente holographische Abbildung eines weit entfernten linienförmigen Streuzentrums (Mehrdeutigkeitsfunktion)

$SQ\varphi = 100$, x -Bereich = $0,0 \div 2,0$ m, z -Bereich = $9,0 \div 11,0$ m, Raster = $0,025$ m

Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz, Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz, Aperturbreite = $1,83$ m

Bild 3.5 zeigt X bei multifrequentem Betrieb mit den gleichen Parametern wie in Bild 3.3, allerdings bei einer Bandbreite des Beleuchtungssignals von $\Delta f = 4$ GHz. Während in Bild 3.3 und 3.4 die Funktion X in radialer Richtung ein langgestrecktes Maximum aufweist, zeigt sich nun in Bild 3.5 ein scharf begrenztes Maximum. Die Auflösungszellenbreite läßt sich ablesen zu

$$\delta_{\text{azimuthal}}^N \approx 4,92 \text{ cm} \quad \delta_{\text{radial}}^N \approx 3,75 \text{ cm} \quad (329)$$

Bild 3.6 zeigt entsprechend die Funktion X für $z_n = 10$ m. Während das azimuthale Auflösungsvermögen erwartungsgemäß (Gl. 323) abgenommen hat, ist das radiale Auflösungsvermögen in etwa konstant geblieben.

Die vier vom Hauptmaximum strahlenförmig ausgehenden kleinen Amplitudengibirgszüge in Bild 3.5 sind Ausschnitte zweier Ellipsen, deren Brennpunkte der Sender einerseits und der linke bzw. rechte Aperturreckpunkt (Bild 3.1) andererseits sind und die durch den Punkt $(\Delta x_n, \Delta z_n) = (0,0)$ laufen. Sie können als Beugungsmaxima höherer Ordnung (Fenstereffekt) gedeutet werden, die durch die begrenzte Empfangsapertur verursacht werden. Die von beiden Aperturkanten stammenden Beugungsbeiträge erschienen bei breitbandiger Abbildung in radialer Richtung voneinander getrennt, wenn die Objektszene unsymmetrisch beleuchtet wird (3.1), wobei die Ortskurven für die Beugungsmaxima jeweils die oben beschriebenen Ellipsen sind. Bei größerer Entfernung z_n der Bildebene von der Apertur wie in Bild 3.5 fallen die beiden Beugungsbeiträge näherungsweise zusammen.

Es wurde die Mehrdeutigkeitsfunktion für multifrequente Holographie abgeleitet und anhand eines Beispiels kurz diskutiert. Es zeigt sich, daß das axiale Auflösungsvermögen durch multifrequente Abbildung wesentlich gesteigert werden kann. Bevor allerdings näher auf Auflösungsfragen eingegangen wird, sollen zunächst noch einige Näherungsfunktionen für X angegeben werden.

3.2 Näherungslösungen für den Nah- und Fernfeldbereich

In Kapitel 3.1 wurde die Mehrdeutigkeitsfunktion abgeleitet für ein Abbildungssystem mit optimaler Verarbeitung der registrierten Meßdaten. Eine solche Verarbeitung setzt eine entsprechend aufwendige Gerätetechnik bzw. Signalverarbeitung voraus. Bei der Rekonstruktion auf einem Digitalrechner stellt das hohe Ansprüche an die Geschwindigkeit und Größe eines solchen Rechners. Um zu praktikablen Rechenalgorithmen zu gelangen, müssen sinnvolle Näherungsmethoden eingeführt werden, wie sie zum Beispiel in der skalaren Theorie der Beugung unter Fresnel- und Fraunhofernäherung bekannt sind. Mit Hilfe solcher

Näherungslösungen lassen sich Fragen des Auflösungsvermögens auf rein analytischem Wege diskutieren.

Bei diesen Näherungsverfahren werden Wurzelfunktionen, die den Abstand zwischen Rekonstruktionspunkt und Aufpunkt in der Apertur beschreiben, durch die ersten Terme ihrer Taylorreihenentwicklung approximiert. Entsprechend kann man Näherungslösungen für das multifrequente Abbildungssystem erhalten. Um die Auswirkungen der dabei gemachten Fehler zu untersuchen, betrachten wir wieder die sich ergebende Mehrdeutigkeitsfunktion des Systems.

Gl.(317) gilt in der angegebenen Form nur für den Fall, daß die Laufzeit des Abbildungssignals vom Sender zur Objektverteilung und zurück in die Empfangsapertur wesentlich kleiner ist als die Zeit, in der die Frequenz Δf einmal durchlaufen wird, das heißt

$$\frac{1}{2}(t_r + t_r^{\Delta}) \ll T \quad (330)$$

Dabei ist T nach Gl.(314) die Modulationsperiodendauer des Mikrowellensignals. Da $\frac{1}{2}(t_r + t_r^{\Delta})$ erst für große Entfernungen Objektszene-Empfangsapertur einen meßbaren Beitrag liefert, können wir für $\frac{1}{2}(t_r + t_r^{\Delta})$ eine Näherung einführen. Aus Bild 3.1 läßt sich entnehmen

$$\frac{1}{2}(t_r^{\Delta} + t_r) = \frac{1}{2c_0} (A_n + R_n) + \frac{1}{2c_0} (A_n^{\Delta} + R_n^{\Delta}) \quad (331)$$

Unter der Bedingung, daß sich die Objektverteilung bei nicht zu großen Winkeln zur z-Achse befindet ergibt sich

$$\frac{1}{2}(t_r + t_r^{\Delta}) \approx \frac{1}{c_0} (A_n + R_n) \quad (332)$$

und durch Näherung der Wurzelfunktion

$$t_r + t_r^{\Delta} \approx \frac{2R_n}{c_0} \approx 2 \frac{z_n}{c_0} \quad (333)$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß sich der Sender in der Nähe der Empfangsapertur befindet. Um den Einfluß einer Näherung von t_r^{Δ} im Exponenten der Testfunktion (Gl. 308) zu untersuchen, werden in den Ausdruck für die Mehrdeutigkeitsfunktion (Gl. 317) die Näherungslösungen

$$t_r^{\Delta'} = \frac{1}{c_0} (A_n^{\Delta'} + R_n^{\Delta'}) \quad (334)$$

und

$$\Delta t_r^* = t_r^{\Delta'} - t_r \quad (335)$$

eingesetzt. Die Größen $A_n^{\Delta'}$ und $R_n^{\Delta'}$ ergeben sich jeweils als die ersten Glieder ihrer Taylorreihen-Entwicklung zu

$$A_n^{\Delta} \approx z_n + \Delta z_n + \frac{(x_n + \Delta x_n - x_a)^2}{2(z_n + \Delta z_n)} \quad (336)$$

$$R_n^{\Delta} \approx z_n + \Delta z_n + \frac{(x_n + \Delta x_n)^2}{2(z_n + \Delta z_n)} \quad (337)$$

Für die Größe t_r in Gl. (335) darf keine Näherungslösung eingesetzt werden, da die reale Feldverteilung in der Empfangsapertur exakt gemessen wurde und jetzt lediglich der Einfluß einer Näherung bei der Rekonstruktion untersucht wird. Gl. (336) und Gl. (337) in Gl. (334) und Gl. (335) eingesetzt liefert

$$\Delta t_r' = \frac{1}{c_0} \left[2(z_n + \Delta z_n) + \frac{(x_n + \Delta x_n)^2 + (x_n + \Delta x_n - x_a)^2}{2(z_n + \Delta z_n)} - R_n - A_n \right] \quad (338)$$

Diese Näherung von Δt_r ist gültig, solange die Bedingung

$$z_n \gg \sqrt[3]{\frac{\pi}{4\lambda} (x_n + \Delta x_n - x_a)_{\max}^2} \quad (339)$$

erfüllt ist.

Mit Gl. (317) und Gl. (335) ergibt sich die normierte Mehrdeutigkeitsfunktion zu

$$X'(\Delta x_n, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \int_a^b C(x_a) \operatorname{si}\left(\frac{\Delta \omega \cdot \Delta t_r'}{2}\right) \exp\{j \Delta t_r' \omega_0\} dx_a \right| \quad (340)$$

Um den absoluten Fehler $|X' - X|$ klein zu halten, ist eine so scharfe Bedingung für z_n wie in Gl. (339) angegeben, nicht nötig, da sich durch die Integration der relativ große Fehler im Exponenten nur an den Punkten stationärer Phase bemerkbar macht /7/. Gl. (340) kann also auch mit Erfolg auf kleinere z_n -Werte angewendet werden. Für die Parameter in Bild 3.5 ergäbe sich nach Gl. (339) ein Gültigkeitsbereich für z_n

$$z_n \gg \sqrt[3]{\frac{\pi}{4\lambda} D^4} \approx 6,6 \text{ m} \quad (341)$$

Dabei gibt D die Breite der Empfangsapertur an.

Eine Darstellung der Näherungslösung X' läßt sich aber von Bild 3.5 nicht unterscheiden. Es kann also in diesen Bereichen schon ohne weiteres mit der angegebenen Näherung (Gl. 340) gerechnet werden, solange die Entfernung der Objektszene von der Apertur größer als die Aperturabmessung ist.

Bei Objektentfernungen /7/

$$z_n \gg \frac{\pi}{\lambda} D^2 \quad (342)$$

kann für Δt_r

$$\Delta t_r \approx \Delta t_r'' = \frac{1}{c_0} \left[2z_n - \frac{x_a(x_n + \Delta x_n)}{z_n} - R_n - A_n \right] \quad (343)$$

gesetzt und in Gl. (340) anstelle von $\Delta t_r'$ eingesetzt werden. Für die Parameter in Bild 3.5 z.B. müßte nach Gl. (342) gelten

$$z_n \gg 350 \text{ m} \quad (344)$$

Auch wenn diese Forderung aus den gleichen oben genannten Gründen wie Gl. (339) zu streng ist, ist die Näherungsform gemäß Gl. (343) für den Nahbereich nicht geeignet.

Es sind die verschiedenen Näherungsverfahren abgeleitet und die Lösungen anhand typischer Systemparameter, wie sie auch im experimentellen Teil der Arbeit verwendet werden, vorgestellt worden. Am Ende dieses Abschnittes sollen nun im Zusammenhang die analytischen Ausdrücke zur Rekonstruktion eines multifrequenten Hologramms für höhenunabhängige Objekte angegeben werden (Gl. 345-348). Wegen der Linearität der Beziehung in Gl. (304) erhält man die Rekonstruktionsformel aus Gl. (309), indem man für die Größe $E_e(t, x_a)$ die gemessene Feldstärkeverteilung in der Hologrammapertur einsetzt und in $\{E_f'(x_a, t)\}^*$ die Größen $x_n + \Delta x_n$ und $z_n + \Delta z_n$ durch die allgemeinen Variablen x und z ersetzt. Die Funktion $X_B(x, z)$ liefert uns dann das Mikrowellenbild der Objektverteilung. Die genäherten Rekonstruktionsformeln erhält man entsprechend.

$$X(x, z) = \left| \int_{T_1}^{T_2} \int_a^b E(t, x_a) \exp \left\{ j t_r \left[\frac{\Delta \omega}{T} t + \omega_0 \right] \right\} dx_a dt \right| \quad (345)$$

mit

$$t_r = \frac{1}{c_0} \left[\sqrt{x^2 + z^2} + \sqrt{(x - x_a)^2 + z^2} \right] \quad (346)$$

$$t_r \approx \frac{2z}{c_0} \left[1 + \frac{2x^2 - 2x x_a + x_a^2}{4z^2} \right] \quad \text{für } z \geq \sqrt[3]{\frac{\pi D^3}{4\lambda}} \quad (347)$$

$$t_r \approx \frac{2z}{c_0} \left[1 - \frac{x x_a}{4z^2} \right] \quad \text{für } z > \frac{\pi}{\lambda} D^2 \quad (348)$$

In Gl. (345) wurde der entfernungsbewertende Faktor $C(x_a)$ weggelassen, da er das Signalausverhältnis bei dem in dieser Arbeit untersuchten Entfernungsbereich nur unwesentlich verändert. Gegebenenfalls können bei numerischer Bildrekonstruktion die verschiedenen weit entfernten Bildebenen z.B. durch

Multiplikation mit z unterschiedlich bewertet werden. Am aufwendigsten ist die Rücktransformation mit Gl. (346), da für die Lösung dieses Integrals für jeden Integrationspunkt komplizierte Wurzelausdrücke berechnet werden müssen, während sich in (347) und (348) die Berechnung auf Multiplikationen und Additionen reduziert. Inwieweit sich bei der numerischen Rekonstruktion der Algorithmus der schnellen Fouriertransformation anwenden läßt, wird in Kapitel 4 ausführlich diskutiert.

3.3 Vergleich des Auflösungsvermögens bei monofrequenter und multifrequenter Abbildung

Es soll nun die Mehrdeutigkeitsfunktion an Hand von Gl. (316) in der Umgebung des Punktes S_n (Bild 3.1) näher untersucht werden. Dabei wird wiederum der Einfluß des in Gl. (330) diskutierten Terms vernachlässigt, d.h. die Signallaufzeit vom Sender zum Objekt und zurück in die Empfangsapertur soll wesentlich kleiner sein als die Zeit, in der der Frequenzbereich Δf einmal durchfahren wird. Die Größe $C(x_a)$ wird in der Umgebung von S_n als konstant angenommen. Es ergibt sich dann

$$X(\Delta x_n, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \int_a^b \exp\{j\Delta t_r \left[\frac{\Delta \omega}{T} t + \omega_0 \right]\} dx_a dt \right| \quad (349)$$

In der Umgebung des Punktes S_n kann für Δt_r eine Approximation durch die ersten Glieder seiner Taylorreihe angegeben werden:

$$\Delta t_r \approx \Delta t_r(x_n, z_n) + \frac{\partial \Delta t_r}{\partial x} \Big|_{x_n, z_n} \cdot \Delta x_n + \frac{\partial \Delta t_r}{\partial z} \Big|_{x_n, z_n} \cdot \Delta z_n \quad (350)$$

mit $x = x_n + \Delta x_n$ und $z = z_n + \Delta z_n$. Somit ergibt sich für Δt_r

$$\Delta t_r \approx + \frac{1}{c_0} \frac{(x_n - x_a)\Delta x_n + z_n \Delta z_n}{\sqrt{(x_n - x_a)^2 + z_n^2}} + \frac{x_n \Delta x_n + z_n \Delta z_n}{\sqrt{x_n^2 + z_n^2}} \quad (357)$$

Wird weiterhin angenommen, daß $z_n > D$ ist, wie es bei den in Kapitel 3.1 und 3.2 diskutierten Beispielen der Fall war, so kann in Gl. (357) der Ausdruck $\sqrt{(x_n - x_a)^2 + z_n^2}$ im Mittel durch $R = \sqrt{z_n^2 + \frac{D^2}{4}}$ (siehe Bild 3.1) ersetzt werden.

Wir erhalten für Δt_r

$$\Delta t_r \approx - \frac{1}{R \cdot c_0} \left[\Delta x_n (2x_n - x_a) + 2\Delta z_n \cdot z_n \right] \quad (352)$$

Gl. (352) in Gl. (349) eingesetzt ergibt

$$X(\Delta x_n, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \iint_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp \left\{ \frac{j}{R \cdot c_0} \left[\frac{\Delta \omega}{T} t (\Delta x_n (2x_n - x_a) + 2\Delta z_n \cdot z_n) - \omega_0 \cdot \Delta x_n \cdot x_a \right] \right\} dx_a dt \right| \quad (353)$$

Die von Δx_n und Δz_n unabhängigen Größen sind alle in der Normierungskonstanten K zusammengefaßt. Zunächst soll die azimuthale Auflösungsgrenze untersucht werden. Es ist nach Bild 3.2 unmittelbar einsichtig, daß diese um so besser ist, je kleiner die Auflösungszellenbreite δ^N ist. Wir setzen in Gl. (353) $\Delta z_n = \text{const} = 0$ und betrachten den Verlauf von

$$X(\Delta x_n, 0) = \left| \frac{1}{K} \iint_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp \left\{ j \frac{\Delta x_n}{c_0 R} \left[\frac{\Delta \omega}{T} t (2x_n - x_a) - \omega_0 x_a \right] \right\} dx_a dt \right| \quad (354)$$

Bild 3.7 zeigt den Verlauf von $X(\Delta x_n, 0)$ mit $\Delta \omega$ als Parameter. Es fällt auf, daß die Halbwertsbreite des Hauptmaximums nur wenig von Δf abhängt, während die Nebenmaxima, bzw. Beugungsmaxima 1. und höherer Ordnung, mit zunehmender Bandbreite wesentlich kleiner werden. Die Unterdrückung der Nebenmaxima läßt sich folgendermaßen erklären. Für $\Delta f = 0$ hat $X(\Delta x_n)$ einen annähernd si-förmigen Verlauf (siehe auch Bild 3.2).

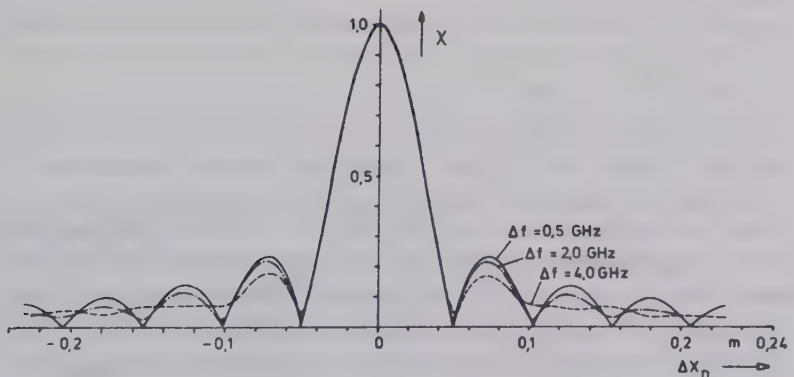


Bild 3.7: Azimuth. Bildamplitudenverlauf bei Abbildung eines linienförmigen Streuzentrums bei $z = z_n$ in Abhängigkeit von der Bandbreite des Beleuchtungssignals.
 $z_n = 3 \text{ m}$; $x_n = 1,0 \text{ m}$; Mittenfrequenz $f_0 = 10 \text{ GHz}$, Aperturbreite $= 1,83 \text{ m}$

Approximieren wir in Gl. (316) die Integration nach t durch eine Summation für endlich viele Frequenzen ω_i , so erhalten wir X als Überlagerung aller X_i bei den verschiedenen Frequenzen ω_i . Jede Funktion X_i selbst hat einen si-förmigen Verlauf, allerdings mit einem unterschiedlichen, frequenzabhängigen Nullstellenabstand. Im Punkte S_n überlagern sich alle X_i phasengleich, während sie für große Werte Δx_n und Δz_n außer Phase sind und sich daher herausmitteln.

Eine graphische Darstellung von X nach Gl. (316) ist von der in Bild 3.57 gezeigten Näherungslösung nicht zu unterscheiden. Die gute Übereinstimmung rechtfertigt nachträglich die in Kapitel 3.2 eingeführten Näherungen.

Der Fall zweier nahe benachbarter Streuzentren ist unter Annahme einer einzigen Beleuchtungsfrequenz im Anhang A2 durchgerechnet worden. Es zeigt sich, daß erst ab dem 1,362fachen Abstand $\delta_{\text{azimuthal}}^N$ zweier kohärent bestrahlter Streuzentren diese mit Sicherheit aufgelöst werden können (siehe hierzu auch /7/). Bei kleinerem Abstand ist die Frage der Auflösbarkeit abhängig von der gegenseitigen Phasenlage der beiden von den Streuzentren ausgehenden Wellen. Bei 0° Phasendifferenz sind die Streuzentren am schlechtesten zu trennen, bei 180° am besten. Sind die gestreuten Wellen um 180° phasenverschoben, so weicht der Ort der Maxima im rekonstruierten Bild mit geringer werdendem Streuzentrenabstand zunehmend von dem tatsächlichen Ort der Streuzentren ab, wobei sich der Abstand der Maxima vergrößert (vergleiche hierzu auch Bild 3.2). Bei sehr kleinem Abstand der Streuzentren kann daher im günstigsten Fall festgestellt werden, daß mehr als ein Streuzentrum vorhanden war, diese können aber nicht lokalisiert werden und täuschen gegebenenfalls größere Abstände vor. Der oben genannte Faktor von 1,36 ergibt sich für gleichphasige Wellenzüge ($\phi = 0^\circ$).

Die multifrequente kohärente Abbildung - vergleichbar mit der inkohärenten Abbildung - bietet bei seitlicher Mikrowellenbeleuchtung entsprechend Bild 3.1 den Vorteil, daß im allgemeinen alle möglichen Phasenbeziehungen in Abhängigkeit von der jeweiligen Frequenz zwischen den von zwei benachbarten Streuzentren ausgehenden Wellenzügen vorkommen und der tatsächlich maßgebende Faktor daher kleiner als 1,36 ist. Er pendelt sich bei genügend großem Frequenzhub bei dem Wert ein, der sich für eine Phasendifferenz von 90° ergibt (siehe Anhang A2). Für die azimuthale Auflösungsgrenze $\Delta_{\text{azimuthal}}$ ergibt sich aus dem Bild A2-2

$$\Delta_{\text{azimuthal}} = 0,874 \delta_{\text{azimuthal}}^N \quad (355)$$

Dabei gibt $\Delta_{\text{azimuthal}}$ den maximalen gegenseitigen Abstand zweier Streuzentren an, bei dem sie im rekonstruierten Mikrowellenbild noch nicht getrennt

erkannt werden können, also gemäß Gl. (321) bei $V_A = 1$. Bei Abständen größer $\Delta_{\text{azimuthal}}$ erscheinen im Bild zwei getrennt auflösbare Maxima. Das monofrequente azimuthale Auflösungsvermögen zweier benachbarter Streuzentren kann an manchen Stellen in der x-z-Ebene durchaus besser ($\phi > 90^\circ$) sein als im multifrequenten Fall, allerdings an manchen Stellen aber auch schlechter ($\phi < 90^\circ$). Im multifrequenten Fall kann also lediglich die Auflösungsgrenze, die für die gesamte Ebene mit Sicherheit angegeben werden kann, mit einem kleineren Wert angesetzt werden als bei monofrequenter Abbildung.

Bezüglich des azimuthalen Auflösungsvermögens läßt sich also folgendes feststellen: Bei genügend großen Werten $z_n (z_n > D)$ hat die Bandbreite des Signals nur einen vernachlässigbaren Einfluß auf die azimuthale Auflösungszellenbreite und ist lediglich von der Mittenfrequenz $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ bzw. der Wellenlänge $\lambda_0 = \frac{c_0}{f_0}$ des Signals abhängig. Auf Grund der guten Übereinstimmung von Näherungslösung und exakter Rechnung kann für den Entfernungsbereich $z_n > D$ mit Gl. (323) gerechnet werden:

$$\delta_{\text{azimuthal}}^N \approx \frac{z_n \cdot \lambda_0}{D} \quad (356)$$

Das in der gesamten Abbildungsebene mit Sicherheit erreichbare Auflösungsvermögen zweier benachbarter Streuzentren verbessert sich allerdings im multifrequenten Fall. Die Beugungsmaxima höherer Ordnung machen sich bei breitbandiger Abbildung wesentlich weniger bemerkbar zu Gunsten des Signal-Rauschverhältnisses.

Zur Diskussion des radialen Auflösungsvermögens gehen wir wieder aus von Gl. (353) und erhalten für $\Delta x_n = 0$

$$X(0, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \int_a^b \exp \left\{ + j \frac{2\Delta\omega}{T \cdot c_0 \cdot R} \Delta z_n z_n t \right\} dx_a dt \right| \quad (357)$$

Nach Ausführung der beiden Integrationen in Gl. (357) und Normierung ergibt sich für $X(0, \Delta z_n)$

$$X(\Delta z_n) = \text{si} \left(\frac{\Delta\omega \cdot \Delta z_n \cdot z_n}{c_0 R} \right) \quad (358)$$

und damit die erste Beugungsnullstelle in z-Richtung bei

$$\delta_{\text{radial}}^N = \frac{\pi c_0 R}{z_n \cdot \Delta\omega} = \frac{c_0 R}{2 z_n \cdot \Delta f} \quad (359)$$

In Übereinstimmung mit Gl. (326) und Gl. (328) erhalten wir für große Entfernungen z_n

$$\delta_{\text{radial}}^N \approx \frac{c_0}{2\Delta f} \quad (360)$$

Mit kleiner werdenden Objektentfernungen wächst δ_{radial}^N langsam, da der Faktor R/z_n in Gl. (359) merklich größer 1 wird und deshalb nicht vernachlässigt werden kann. Bei der Ableitung von Gl. (360) ist die in Gl. (324) angegebene beugungsbedingte Halbwertsbreite des Hauptmaximums nicht berücksichtigt worden. Für die im experimentellen Teil der Arbeit verwendeten Parameter ist die in Gl. (360) angegebene Auflösungszellenbreite wesentlich kleiner als die in Gl. (324) angegebene radiale Halbwertsbreite. Bild 3.8 zeigt $X(\Delta z_n)$ für drei verschiedene Bandbreiten Δf und $z_n = 3$ m.

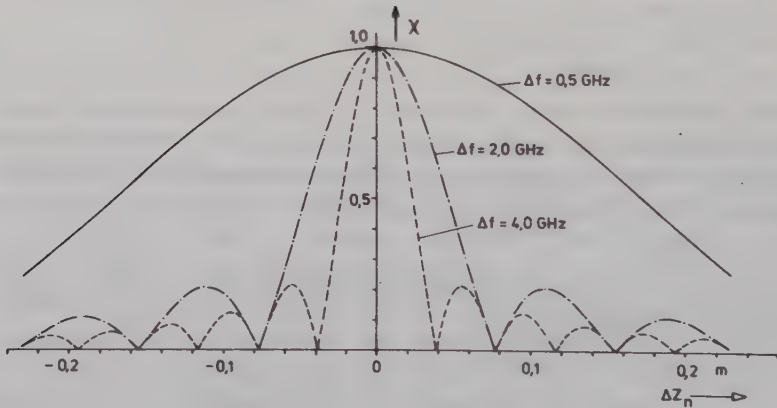


Bild 3.8: Radialer Bildamplitudenverlauf bei Abbildung eines linienförmigen Streuzentrums bei $x = x_n$ in Abhängigkeit von der Bandbreite des Beleuchtungssignals.
 $z_n = 3$ m; $x_n = 1,0$ m; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz, Aperturbreite $= 1,83$ m

Zur getrennten Auflösung zweier nahe hintereinander gelegener Streuzentren ist die Auflösungsgrenze Δ_{radial} maßgebend. Die Auflösungsgrenze Δ_{radial} gibt die maximale Entfernung zweier Streuzentren in radialer Richtung an, bei der diese gerade noch nicht getrennt aufgelöst werden können. Sie ist einerseits abhängig von der Bandbreite Δf , andererseits von der Mittenfrequenz f_0 des Mikrowellensignals. Im Anhang A2 ist in Bild A2-1 der Zusammenhang zwischen Δf , f_0 und der Laufwegdifferenz Δr der Welle vom Sender über die beiden Streuzentren zum Empfänger dargestellt. Dabei zeigt sich, daß bei gegebenen Δf und

f_0 ab einem bestimmten Δr_0 die beiden Streuzentren für alle $\Delta r > \Delta r_0$ getrennt auflösbar sind, während bei $\Delta r < \Delta r_0$ nur für bestimmte Δr zwei Maxima im rekonstruierten Bild erscheinen. Für diesen Bereich gilt das gleiche wie für die azimuthale Auflösungsgrenze für den Fall $\phi = 180^\circ$ und kleine Abstände der Streuzentren: Die Maxima haben einen größeren Abstand voneinander als Δr , so daß die Streuzentren nicht exakt lokalisiert werden können (vergl. auch Bild 3.2). Aus Bild A2-1 läßt sich entnehmen, daß durch geschickte Wahl von f_0 der Wert Δr_0 möglichst klein wird, wobei in Kauf genommen werden muß, daß bei bestimmten Werten $\Delta r > \Delta r_0$ die Auflösbarkeit V_A (Gl. 320) nur geringfügig kleiner eins ist, d.h., daß die Bildamplitude zwischen den beiden Streuzentren nur geringfügig zurückgeht. Für große Objektentfernungen z_n ergibt sich für die radiale Auflösungsgrenze

$$\Delta_{\text{radial}} \Big|_{\text{Fernfeld}} = \frac{1}{2} \Delta r_0 \quad (361)$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ erklärt sich aus der Tatsache, daß die Welle den Weg z_n bei großen Objektentfernungen annähernd zweimal zurücklegt, vom Sender zum Objekt und zurück in die Apertur. Im Nahbereich ist nach Gl. (359) der Faktor $\frac{R}{z_n}$ zu berücksichtigen und man erhält

$$\Delta_{\text{radial}} \Big|_{\text{Nahbereich}} = \frac{1}{2} \Delta r_0 \cdot \frac{R}{z_n} \quad (362)$$

Bei Abbildung mit einer Apertur endlicher Ausdehnung ergibt sich für jeden Aperturpunkt für zwei Streuzentren im Nahbereich ein unterschiedliches Δr , so daß der Fall vorkommen kann, daß gemäß Bild A2-1 von manchen Aperturpunkten zwei Streuzentren in radialer Richtung theoretisch aufgelöst werden, während sie von anderen Punkten der Apertur noch nicht getrennt werden können. Dies ist dann der Fall, wenn R in Gl. (362) noch merklich von x_a abhängt (Gl. 357, Gl. 352). Es ergibt sich dann für die gesamte Aufnahme ein mittlerer Wert von Δ_{radial} .

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß zwar die azimuthale Halbwertsbreite des Maximums, mit dem ein Streuzentrum im rekonstruierten Mikrowellenbild erscheint, nur unmerklich von der Bandbreite des verwendeten Beleuchtungssignals abhängt, die Nebenzipfel allerdings bei einem breitbandigen Signal geglättet werden. Für die Auflösung zweier benachbarter Streuzentren bei breitbandiger kohärenter Abbildung ergeben sich die gleichen Kriterien wie bei inkohärenter Abbildung [7], d.h., sie werden so aufgelöst, als wären die beiden von ihnen gestreuten Wellen 90° phasenverschoben.

Die Tiefenauf Lösungsgrenze ist annähernd unabhängig von der Entfernung der Objektszene von der Apertur und liegt in der Größenordnung von

$$\Delta r_{\text{radial}} \approx K_0 \cdot \frac{c_0}{2\Delta f} \quad (363)$$

Die Konstante K_0 berücksichtigt den Einfluß der Mittenfrequenz, durch die die Auflösungsgrenze in einem eingeschränkten Bereich verschoben werden kann, sowie eine geometriebedingte Vergrößerung der Auflösungsgrenze. Für Oberschlagsrechnungen kann für $K_0 = 1$ eingesetzt werden.

3.4 Bewegte Objekte

Der Einfluß von Objektbewegungen bei monofrequenter holographischer Abbildung ist z.B. in /86/ schon experimentell untersucht worden. Durch eine sequentielle Abtastung der Empfangsapertur entstehen besonders bei azimuthaler Objektbewegung Verzerrungen im rekonstruierten Bild, während eine radiale Lageänderung des Objektes während des Aufnahmevorgangs sich weniger störend bemerkbar macht, da die Tiefenauf Lösungszelle im allgemeinen wesentlich größer ist als die azimuthale. Allgemein kann gesagt werden, daß für eine ausreichende Bildqualität die vom Objekt während der Dauer einer Aufnahme zurückgelegte Wegdifferenz maximal in der Größenordnung von wenigen Auflösungszellen liegen darf. Die Empfindlichkeit eines holographischen Abbildungssystems gegen Objektbewegungen kann verringert werden, indem das im Empfänger benutzte Referenzsignal nicht vom lokalen Sender abgeleitet wird, sondern ein Empfangssignal selbst als Referenz gewählt wird. Dieses Verfahren arbeitet allerdings nur so lange zufriedenstellend, wie nur eine einzige gleichförmig bewegte Objektgruppe zugelassen wird. Betrachtet man den realeren Fall von mehreren Objekten mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsvektoren, so werden Objekte mit gleichem Streuquerschnitt entsprechend ihren Eigengeschwindigkeiten mit unterschiedlicher Bildamplitude im rekonstruierten Bild erscheinen. Ein System mit stationärer Referenzphase, aus dem Sendesignal abgeleitet, arbeitet optimal bei Objektgeschwindigkeiten gleich null. Bei bewegten Objekten liegt die Bildamplitude im rekonstruierten Bild weit unter dem Pegel ruhender Objekte. Für ein universell einsetzbares Abbildungsverfahren liegt daher die einzig mögliche Lösung, den Einfluß von Objektgeschwindigkeiten zu eliminieren, in kurzen Aufnahmezeiten. Ausnahmen bilden dabei Verfahren, bei denen die Objektbewegung, die allerdings genau bekannt sein muß, zur Abbildung bewußt ausgenutzt wird /125/, indem der Empfänger festgehalten wird, während durch die Objektbewegung das zu messende Interferenzfeld am ortsfesten Empfänger vorbeigleitet.

Bei der folgenden Untersuchung soll davon ausgegangen werden, daß, wie bei der Ableitung von Gl. (313) schon vorausgesetzt wurde, die Apertur nicht sequentiell, sondern parallel abgetastet wird. Damit beschränkt sich die Hologramm-Aufnahmezeit auf die Zeit, die benötigt wird, einmal mit dem Sendesignal den gesamten Frequenzbereich zu durchfahren, also nach Gl. (314) auf die Zeit T . Dann bleibt nur noch der Einfluß von Objektbewegungen bei einem mit der Zeit T periodischen frequenzmodulierten Sendesignal zu untersuchen. Dabei sollen zwei Fälle unterschieden werden, und zwar der Einfluß eines azimuthalen und eines radialen Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}$.

Ordnen wir dem Streuzentrum S_n im Bild 3.1 einen Eigengeschwindigkeitsvektor $v_x \vec{e}_x$ zu, so lassen sich die zeitabhängigen Koordinaten von S_n beschreiben mit:

$$(x(t), z) = (x_n + v_x t, z_n) \quad (364)$$

Entsprechend muß in Gl. (316) für Δt_r

$$\Delta t_r(t) = t_r^\Delta - t_r(t) \quad \text{und} \quad t_r(t) = \sqrt{(x_n + v_x t)^2 + z_n^2} + \sqrt{(x_n - x_a + v_x t)^2 + z_n^2} \quad (365)$$

eingesetzt werden. Damit hängt X außer von Δx_n und Δz_n auch noch von $v_x \cdot T$ ab. Bild 3.9 zeigt X in der $\Delta x_n, v_x \cdot T$ -Ebene für $\Delta z_n = 0$. Die sonstigen Parameter sind entsprechend denen in Bild 3.5 gewählt.

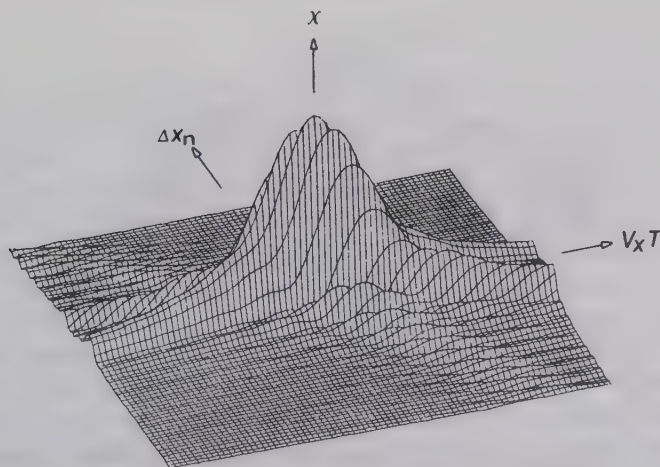


Bild 3.9: Bildamplitude eines bewegten linienförmigen Streuzentrums mit rein azimuthaler Geschwindigkeitskomponente v_x (Mehrdeutigkeitsfunktion). $x_n = 1,0 \text{ m}$; $z_n = 3,0 \text{ m}$; Raster = $0,0125 \text{ m}$; x -Bereich = $0,5 \div 1,5 \text{ m}$; $v_x \cdot T$ -Bereich: $= -0,5 \text{ m} \div 0,5 \text{ m}$; Mittenfrequenz $f_0 = 10 \text{ GHz}$; Bandbreite $\Delta f = 4,0 \text{ GHz}$; Aperturbreite $D = 1,83 \text{ m}$; T ist die Hologramm-Aufnahmezeit.

In der Darstellung ist zu sehen, wie die Größe X mit zunehmendem Geschwindigkeits-Zeit-Produkt schnell abfällt. Ein Objekt, das sich während der Hologrammaufnahmezeit T mit einer Geschwindigkeit v_x bewegt, erscheint also mit reduzierter Bildamplitude in der Rekonstruktion an einer von $\Delta x_n = 0$ abweichenden Stelle. Das Bild ist dabei verschmiert, was sich an dem in Δx_n -Richtung verbreiterten Maximum für $v_x \cdot T \neq 0$ erkennen läßt.

Eine azimuthale Geschwindigkeitskomponente wirkt sich hauptsächlich auf das azimuthale Auflösungsvermögen aus. Läßt man ein maximales Geschwindigkeits-Zeit-Produkt von $v_x \cdot T = \delta_{\text{azimuthal}}^N$ zu, so ergibt sich für v_x als obere Schranke

$$v_x \leq \frac{z_n \cdot \lambda_0}{D \cdot T} \quad (366)$$

Bei einer azimuthalen Bewegung des Objektes von etwa fünf Auflösungszellenbreiten ist die Bildamplitude schon - verglichen mit der bei ruhendem Objekt - auf einen vernachlässigbaren Wert abgesunken. Der Einfluß einer radialen Objektbewegung v_z verdeutlicht in entsprechender Weise die in Bild 3.10 dargestellte Funktion X .

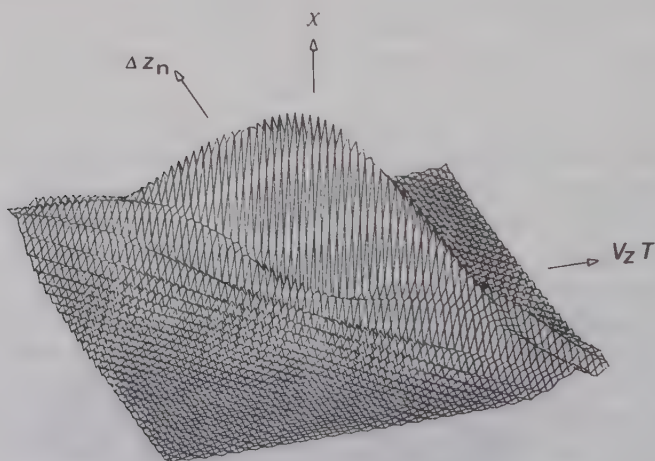


Bild 3.10: Bildamplitude eines bewegten linienförmigen Streuzentrums mit rein radialer Geschwindigkeitskomponente v_z (Mehrdeutigkeitsfunktion)

$x_n = 1,0$; $z_n = 3,0$ m; Raster = $0,0125$ m; z -Bereich = $2,5 \text{ m} \div 3,5 \text{ m}$,
 $v_z \cdot T$ -Bereich = $-0,5 \text{ m} \div 0,5 \text{ m}$; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz;
 Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m; T ist die Hologramm-Aufnahmezeit.

Für v_z erhält man analog zu Gl. (366) mit Gl. (360) die Bedingung

$$v_z \leq \frac{c}{2\Delta f \cdot T} \quad (367)$$

Während die Bildamplitude weniger empfindlich von v_z abhängt als dies in Bild 3.9 für v_x der Fall ist, ist die Abweichung des Maximums von dem Punkt $\Delta z_n = 0$ für $v_z T \neq 0$ wesentlich größer, als in Bild 3.9 die Abweichung von $\Delta x_n = 0$ bei einer Geschwindigkeitskomponente v_x . Bei einer radialen Geschwindigkeitskomponente muß sich das Objekt bei den in Bild 3.10 gewählten Parametern 10 Auflösungszellenbreiten fortbewegen, bis die Amplitude auf etwa das 0,2fache der Bildamplitude bei $v_z \cdot T = 0$ abgefallen ist. Dieses unterschiedliche Verhalten des Abbildungssystems bei Objekten mit einem der beiden Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_z rührt daher, daß bei der Berechnung angenommen wurde, daß die Feldstärkeverteilung zwar bezüglich der Aperturkoordinate x_a zeitlich parallel aber bezüglich der Frequenz zeitlich sequentiell gemessen wurde.

Das Verhalten des Abbildungssystems gegenüber bewegten Objekten könnte durch die Wahl einer entsprechend kurzen Aufnahmezeit T verbessert werden; allerdings stößt man hier schnell auf gerätetechnische Schwierigkeiten. Außerdem würden sich Terme höherer Ordnung (Gl. 320) bei größeren Entfernungen stärker bemerkbar machen, die hier zunächst einmal vernachlässigt worden sind. Objektbewegungen beliebiger Art stellen daher ein entscheidendes Problem für die holographische Abbildung dar.

3.5 Einfluß der Signallaufzeit bei periodisch moduliertem Sendesignal

Die bisher angestellten Überlegungen gelten unter der Bedingung, daß die Laufzeit des Sendesignals $\frac{1}{2}(t_r + t_r^{\Delta})$ (Gl.(302), Gl.(307) und Bild 3.1) klein ist gegen die Aufnahmezeit T des Mikrowellenhologramms, bzw. gegenüber der Modulationsperiodendauer des Mikrowellensignals. Liegt allerdings die Laufzeit, die das Sendesignal vom Sender zum Objekt und zurück in die Apertur benötigt, in der Größenordnung der Zeit, in der das Sendesignal einmal den gesamten Frequenzbereich $\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2} < \omega < \omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}$ durchlaufen hat (Modulationsperiodendauer, bzw. nach Kapitel 3.4 auch Aufnahmezeit), werden erhebliche Anforderungen an die Bandbreite des Empfängers gestellt, der dann einerseits bei geringer Objektentfernung das empfangene Signal mit einem nahezu frequenzgleichen Referenzsignal, andererseits bei großen Laufzeiten der Beleuchtungswelle im Objektraum zwei in der Frequenz gegebenenfalls stark gegeneinander versetzte Signale vergleichen können muß. Außerdem ist zu beachten, daß am Ende der Meßzeit T das in der Empfangsapertur registrierte Signal wegen der endlichen Laufzeit bei ideal säge-

zahnförmig frequenzmoduliertem Sendesignal noch von dem vorhergehenden Frequenzdurchlauf stammt, während das Sendesignal z.B. schon mit einem neuen Frequenzdurchlauf beginnt. Es ist daher sinnvoll, sich bei der Auswertung des Empfangssignals nur auf den Zeitbereich zu beschränken, in dem Referenz- und Empfangssignal der gleichen Modulationsperiode entstammen. Das bedeutet, daß sich in Gl.(313) die obere Integrationsgrenze ändert. Ohne Vernachlässigung der Signallaufzeit ergibt sich dann mit Gl.(313) und Gl.(314) die Mehrdeutigkeitsfunktion zu

$$\chi(\Delta x_n, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2} - t_r} \int_a^b C(x_a) \exp \left\{ j \Delta t_r \left[\frac{\Delta \omega}{T} \left(t - \frac{t_r + t_r^A}{2} \right) + \omega_0 \right] \right\} dx_a dt \right| \quad (368)$$

und nach Integration bezüglich t mit Gl.(333)

$$\chi(\Delta x_n, \Delta z_n) = \left| \frac{1}{K} \int_a^b C(x_a) \operatorname{si} \left(\frac{\Delta \omega' \Delta t_r}{2} \right) \exp \left\{ j \Delta t_r \omega_0' \right\} dx_a \right| \quad (369)$$

$$\text{mit } \Delta \omega' = \Delta \omega \frac{T - t_r}{T} \quad \text{und} \quad \omega_0' = \omega_0 - \frac{\Delta \omega' 2 z_n}{c_0}$$

Man erkennt, daß sowohl $\Delta \omega'$ als auch ω_0' mit zunehmender Signallaufzeit kleiner werden und sich somit gemäß Gl.(323) und Gl.(360) die azimuthale und radiale Auflösungszellenbreite vergrößert.

Bei der Rekonstruktion eines realen Mikrowellenhologramms muß daher die endliche Signallaufzeit t_r beachtet werden, wenn der in Gl.(330) angegebene Term in Gl.(368) nicht mehr vernachlässigt werden kann. Anstelle von Gl.(345) ergibt sich sodann

$$\chi(x, z) = \left| \int_{T_1}^{T_2} \int_a^b E(t, x_a) \exp \left\{ j t_r \left[\frac{\Delta \omega}{T} \left(t - \frac{t_r}{2} \right) + \omega_0 \right] \right\} dx_a dt \right| \quad (370)$$

Der Einfluß der Signallaufzeit bei großen Objektentfernungen kann auch mit analogen Methoden auf der Mikrowellenseite des Abbildungssystems kompensiert werden. Dazu wird das Referenzsignal über ein entsprechendes Zeitverzögerungsglied mit der Verzögerungszeit $t_{r\text{mittel}}$ auf den Empfänger geschaltet und das System somit an diese Entfernung angepaßt. Da aber das in diesen Entfernungsbereichen erreichbare azimuthale Auflösungsvermögen bei realistischen Systemparametern schon sehr gering ist (Gl.(323)), wird aus diesem Grunde die

Brauchbarkeit eines holographischen Abbildungssystems fraglich. Daher wird im weiteren Verlauf der Arbeit die Laufzeit $t_r + t_r^\Delta$ des Signals im Objekt-raum vernachlässigt.

4. Die rechnergestützte Rekonstruktion multifrequenter Mikrowellenhologramme

Hologramme - bei optischen Wellenlängen aufgenommen - enthalten im allgemeinen eine derart große Menge an Information, daß eine numerische Rekonstruktion in den meisten Fällen aufgrund des beschränkten Speichervermögens und der Rechengeschwindigkeit nicht in Frage kommt. Die Informationsmenge in einem Mikrowellenhologramm ist aber wegen der wesentlich größeren Wellenlänge weitaus geringer und läßt daher eine rechnergestützte Weiterverarbeitung zu. Dabei wird eine recht aufwendige optische analoge Verarbeitung, wie sie beispielsweise von Leith /181/ für einen Nicht-Echtzeitbetrieb beschrieben wird, umgangen. Das rekonstruierte Bild kann im nahezu Echtzeitbetrieb auf einem Bildschirm wiedergegeben werden. Außerdem ist es möglich, mit Hilfe eines geeigneten Referenzsignals die Feldstärke in der Aufnahmeapertur nach Betrag und Phase eindeutig zu messen. Störlichtterme, wie sie aus dem Bereich der Laserholographie bekannt sind, treten daher auch bei scheinbar senkrecht in die Empfangsapertur einfallender ebener Referenzwelle (tatsächlich wird als Referenz ein der Sendezuleitung ausgekoppeltes Signal benutzt) nicht auf. Bei dem Einsatz eines Digitalrechners sind allerdings einige Probleme zu berücksichtigen, die im folgenden diskutiert werden sollen.

4.1 Die numerische Rekonstruktion auf einem Digitalrechner

Die digitale Verarbeitung eines Mikrowellenhologramms setzt zunächst eine Analog-Digitalwandlung der in der Empfangsapertur gemessenen Feldstärkewerte voraus. Dabei kann das Signal auf Grund der endlichen Speicherkapazität des Rechners nicht kontinuierlich über die Aperturbreite gemessen werden, sondern muß an endlich vielen Stützpunkten SX in der Apertur abgetastet werden. Ebenso kann das Sendesignal nur zu endlich vielen (SF) Zeiten t_{ν} abgetastet werden. Wird die Feldstärke E an SX verschiedenen Aperturpunkten zu SF Zeitpunkten gemessen, müssen also für eine Hologrammrekonstruktion $SX \cdot SF$ Meßdaten im Rechner gespeichert werden. Außerdem muß dem Rechner der jeweilige Ort der Feldstärkemessung angegeben werden, sowie die Zeitpunkte t_{ν} . Es wird ein Bezugskoordinatensystem gewählt, in dem auch der Ort des Senders festgelegt ist. Weiterhin müssen noch verschiedene Systemparameter angegeben werden, auf die im experimentellen Teil der Arbeit noch eingegangen wird.

Wählt man die Abtastpunkte in der Apertur sowie die jeweiligen Meßfrequenzen äquidistant, so reduziert sich der Speicherbedarf, da jetzt die Größen SX und SF, sowie die Aperturbreite, die Bandbreite des Signals und die Mittenfrequenz alleine zur Rekonstruktion ausreichen. Ferner existieren für den Fall monofrequenter Abbildung sowie äquidistanter Stützpunkte schnelle Rechenalgorithmen wie die schnelle Fouriertransformation *) /181/, mit denen sich im nahezu Echtzeitbetrieb die Rekonstruktion vornehmen läßt. Diese Algorithmen lassen sich allerdings im multifrequenten Fall nicht so ohne weiteres anwenden, wie in Kap. 4.4 noch gezeigt wird.

Die Rekonstruktion des Hologrammes soll mit Gl. (345) vorgenommen werden. Die Feldstärke $E(t, x_a)$ werde an endlich vielen Punkten x_{a_i} und zu endlich vielen Zeitpunkten t_v gemessen. Die Integrale in Gl. (345) lassen sich dann folgendermaßen diskretisieren:

$$X(x, z) = \left| \frac{1}{K} \sum_{v=1}^{SF} \sum_{i=1}^{SX} E(t_v, x_{a_i}) \exp \left\{ j t r_i \left[\frac{\Delta \omega}{T} t_v + \omega_0 \right] \right\} \Delta x_{a_i} \Delta t_v \right| \quad (401)$$

Dabei kann z.B. für Δx_{a_i} und Δt_v gewählt werden

$$\begin{aligned} \Delta x_{a_i} &= x_{a_i} - x_{a_{i-1}} \\ \Delta t_v &= t_v - t_{v-1} \end{aligned} \quad (402)$$

Im Fall äquidistanter Stützpunkte x_{a_i} und t_v vereinfacht sich Gl. (401) zu

$$X(x, z) = \left| \frac{1}{K} \sum_{v=1}^{SF} \sum_{i=1}^{SX} E(t_v, x_{a_i}) \exp \left\{ j t r_i \left[\frac{\Delta \omega}{T} t_v + \omega_0 \right] \right\} \right| \quad (403)$$

In Gl. (401) und (403) kann anstelle von t_v auch die Frequenz ω_v zur Zeit t_v eingesetzt werden. Dabei wird vorausgesetzt, daß das gesamte Abbildungssystem jeweils bei den einzelnen Signalfrequenzen eingeschungen ist, bevor die Messung der Feldstärke vorgenommen wird. Dazu wird die Substitution

$$\omega_v = \frac{\Delta \omega}{T} t_v + \omega_0 - \frac{\Delta \omega}{2} \quad (404)$$

durchgeführt. Gl. (401) vereinfacht sich zu

$$X(x, z) = \left| \frac{1}{K} \sum_{v=1}^{SF} \sum_{i=1}^{SX} E(\omega_v, x_{a_i}) \exp \left\{ j t r_i \omega_v \right\} \Delta x_{a_i} \Delta \omega_v \right| \quad (405)$$

*) FFT: Fast Fourier Transform

Es muß nun noch der Bereich in der x-z-Ebene angegeben werden (Bild 3.1), für den die Funktion X mittels Gl. (405) berechnet werden soll. Man erkennt sofort, daß bei einem sequentiellen Aufbau des Bildes nach Gl. (405) die benötigte Rechenzeit proportional zu der Anzahl der Bildpunkte ist. Andererseits ist die Anzahl der Bildpunkte durch die Speicherkapazität des Rechners beschränkt. Es ist sinnvoll, nachdem alle Amplitudenwerte X berechnet sind, diese zu normieren, so daß sich bei einer anschließenden Digital-Analogwandlung der Bildamplitudenwerte ein genau definierter Ausgangspegelbereich z.B. zur Steuerung der Elektronenstrahlintensität einer Bildröhre ergibt. Auf die Frage nach der sinnvollen Bildpunktezah! sowie der geeigneten Anzahl von Helligkeitsstufungen im rekonstruierten Bild wird in Kapitel 4.6 näher eingegangen.

4.2 Einfluß der Diskretisierung des Rekonstruktionsintegrals

Aus der Signaltheorie ist bekannt, daß eine bandbegrenzte Zeitfunktion $f(t)$ die in Zeitabständen Δt abgetastet wird, aus den Abtastwerten

$$f_n = f(t)\delta(t - n \cdot \Delta t) \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (406)$$

exakt rekonstruiert werden kann, wenn sichergestellt ist, daß für den höchsten spektralen Anteil der Fouriertransformierten $F(\Omega_{\max})$ von $f(t)$ gilt

$$\omega_{\max} < \frac{\pi}{\Delta t} = \frac{\Omega}{2} \quad (407)$$

Sind umgekehrt die Abtastwerte f_n gegeben, läßt sich daraus die Funktion $f(t)$ ableiten mit der Spektralfunktion

$$F(\omega + n\Omega) \quad (408)$$

F ist also periodisch mit der Periodendauer Ω . Die Gleichungen (406-408) lassen sich analog für den umgekehrten Fall aufstellen und liefern dann die Gesetze für die Abtastung einer Spektralfunktion. Die Überlegungen sollen nun auf Gl. (405) angewendet werden, und zwar zunächst für äquidistante Δx_{aj} und $\Delta \omega_j$. Dazu betrachten wir zunächst nur die Summation über alle ω_j :

$$X(t_r) = \left| \sum_{v=1}^{SF} E(\omega_v) \exp \{ j t_r \omega_v \} \right| \quad (409)$$

$X(t_r)$ ist die diskrete Fouriertransformierte von $E(\omega_v)$.

Entsprechend Δt in Gl. (406) wird $E(\omega_v)$ mit

$$\Delta \omega_v = \frac{\Delta \omega}{SF} \quad (409a)$$

abgetastet, wobei $\Delta\omega$ die Bandbreite des Signals nach Gl. (315) angibt. Entsprechend Gl. (407) ergibt sich für T_r , den höchsten "spektralen Anteil" von t_r :

$$T_r = \frac{2\pi}{\Delta\omega} (SF - 1) \quad (410)$$

Für $x_a = x = 0$ erhalten wir aus Gl. (347)

$$T_r(z_p) = \frac{2z_p}{c_0} \quad (411)$$

wobei z_p die Strecke angibt, mit der die Funktion gemäß $X(t_r) = X(t_r + 2n \frac{z_p}{c_0})$ periodisch ist. T_r aus Gl. (410) eingesetzt in Gl. (411) liefert

$$z_p = \frac{c_0}{2\Delta f} (SF - 1) = \frac{\lambda_\Delta}{2} (SF - 1) \quad (412)$$

mit $\lambda_\Delta = \frac{c_0}{\Delta f}$

Ganz analog läßt sich ein entsprechendes x_p bestimmen, d.h., der Wert für x in Gl. (405), nach dem sich die Funktion $X(x, 0)$ wiederholt. Wir betrachten nun in Gl. (405) zunächst lediglich die Summation über alle x_{a_i} für $\omega_v = \text{constant}$

$$X(x) = \left| \sum_{i=1}^{SX} E(x_{a_i}) \exp \{ j\omega_v t_{r_i} \} \right| \quad (413)$$

Mit der Näherung nach Gl. (347) erhalten wir

$$X(x) = \left| \sum_{i=1}^{SX} E(x_{a_i}) \exp \left\{ j\omega_v \frac{x_{a_i}^2}{2zc_0} \right\} \exp \left\{ -j\omega_v \frac{xx_{a_i}}{zc_0} \right\} \right| \quad (414)$$

$X(x)$ ergibt sich also nach Gl. (414) als Betrag der diskreten Fouriertransformation der Funktion

$$g(x_{a_i}) = E(x_{a_i}) \exp \left\{ j\omega_v \frac{x_{a_i}^2}{2zc_0} \right\} \quad (415)$$

Analog zu Gl. (412) findet man mit

$$\Delta x_{a_i} = \frac{D}{SX - 1}$$

für x_p

$$x_p = 2\pi \frac{zc_0}{D\omega_v} (SX - 1) = \frac{z\eta c_0}{Df_v} (SX - 1) = \frac{z\lambda_v}{D} (SX - 1) \quad (416)$$

mit $\lambda_v = \frac{c_0}{f_v}$

Dabei gibt D die Breite der linearen Apertur an, auf der die SX Abstandspunkte x_{a_i} äquidistant verteilt sind.

Bei einer einzigen festen Frequenz $f_v = \frac{\omega_v}{2\pi}$ ergeben sich also Mehrdeutigkeiten in azimuthaler Richtung im Abstand $x = x_p(f_v) = x_p(\lambda_v)$ bei diskreter Abtastung der Empfangsapertur. Bei multifrequenter Abbildung überlagern sich die rekonstruierten Bilder zwar gleichphasig beispielsweise in $x = x_n$, während die bei den einzelnen diskreten Frequenzen sich ergebenden Vieldeutigkeiten in jeweils unterschiedlichem Abstand $x = x_p(f_v)$ von $x = x_n$ auftreten und sich nur teilweise konstruktiv zu einem verbreiterten Maximum überlagern, das in der Amplitude gegenüber dem Hauptmaximum reduziert ist. Die so gedämpften Geisterbilder liegen im allgemeinen nicht in der Ebene $z = z_n$, sondern wegen der endlichen Aperturabmessungen und der unsymmetrischen Aufstellung des Senders etwas davor oder dahinter.

Die Breite des Maximums des I-ten Geisterbildes ergibt sich aus $x_p(f_v)$, wenn für f_v die oberste $(f_0 + \frac{\Delta f}{2})$ und die unterste $(f_0 - \frac{\Delta f}{2})$ Signalfrequenz eingesetzt wird, zu

$$\Delta x_p = I \cdot \left[x_p(f_0 - \frac{\Delta f}{2}) - x_p(f_0 + \frac{\Delta f}{2}) \right] \quad (417)$$

und mit Gl. (416)

$$\Delta x_p = I \frac{z_{c0} \cdot \Delta f}{D(f_0^2 - \frac{\Delta f^2}{4})} (SX - 1) \approx I \frac{z_{nc0}}{D} \frac{\Delta f}{f_0^2} (SX - 1) \quad (418)$$

und damit die Verbreiterung gegenüber dem Hauptmaximum, das ursprünglich die Breite $2 \cdot \delta_{azimuthal}^N$ aufwies, mit Gl. 323 zu

$$\frac{\Delta x_p + 2 \cdot \delta_{azimuthal}^N}{2 \cdot \delta_{azimuthal}^N} = \frac{\Delta f (SX - 1) \cdot I}{2 \cdot f_0} + 1 \quad (419)$$

Da sich nun das Geisterbild auf einen größeren Bereich verteilt, ist die Amplitude entsprechend um den Faktor

$$F_A = \frac{2f_0}{\Delta f \cdot I \cdot (SX - 1) + 2f_0} \quad (420)$$

reduziert.

Bild 4.1a-c zeigt die Abbildung des Streuzentrums S_n , bzw. Mehrdeutigkeitsfunktion $\chi(\Delta x_n, 0)$ nach Gl. 405 mit $SX = 10$ für verschiedene Signalbandbreiten Δf . Die Unsymmetrie bezüglich $\Delta x_n = 0$ erklärt sich durch die seitliche Positionierung des Senders.

Bild 4.1a

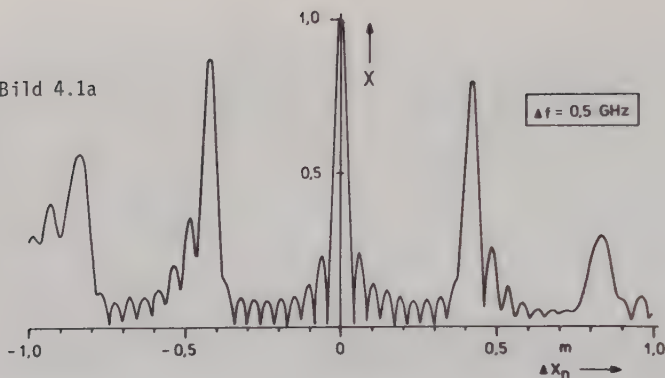


Bild 4.1b

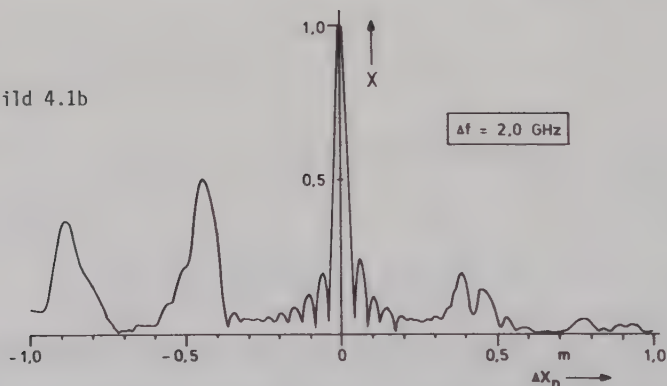


Bild 4.1c

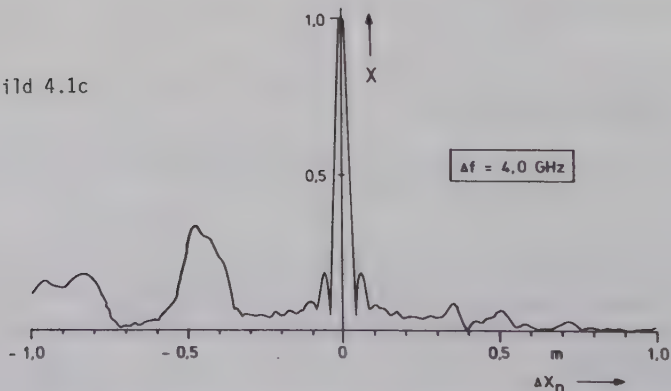


Bild 4.1: Unterdrückung der azimuthalen Geisterbilder in Abhängigkeit von der Bandbreite Δf des Beleuchtungssignals bei Abbildung des linienförmigen Streuzentrums S_n (Bild 3.1)

$x_n = 1$ m; $z_n = 3$ m; Mittenfrequenz = 10 GHz; Aperturbreite = 1,83 m; Meßstellenzahl in der Apertur $SX = 10$. Senderposition abweichend von Bild 3.1 : $x = b$, $z = 0$ ($y = -1$ m)

Bild 4.2 zeigt die Mehrdeutigkeitsfunktion X nach Gl. (405) mit $SX=SF=12$. Es ergeben sich nach Gl. (412) und Gl. (416)

$$z_p = 0,4125 \text{ m} \quad \text{und} \quad x_{p \text{ mittel}} = 0,541 \text{ m} \quad (421)$$

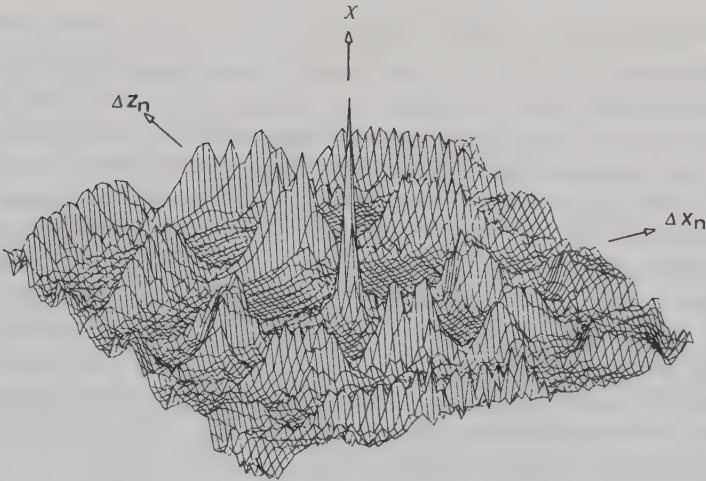


Bild 4.2: Multifrequente Abbildung eines linienförmigen Streuzentrums bei starker Diskretisierung von Abtastort und Signalfrequenzen.

$SQ_F = 100$, x -Bereich = $0,0 \div 2,0$ m; z -Bereich = $2,0 \div 4,0$ m, Raster = $0,025$ m, Mittenfrequenz = 10 GHz, Bandbreite = $4,0$ GHz, Aperturbreite = $1,83$ m; Diskretisierung: $SX = 12$; $SF = 12$, Sendeposition abweichend von Bild 3.1 : $x = b$; $z = 0$.

Nach Gl. (324) läßt sich die radiale Halbwertsbreite des Hauptmaximums für den monofrequenten Fall bestimmen, die sich zu

$$\delta_{\text{radial}}^H \approx 0,66 \text{ m}$$

errechnet. Damit ist erklärt, warum die radialen Vieldeutigkeiten bei $\Delta x_n = 0$ und $\Delta z_n = \pm n \cdot z_p$ mit $n = 1, 2, \dots$ schon recht stark gedämpft gegenüber dem Hauptmaximum bei $\Delta z_n = 0$ sind.

Dies ist immer der Fall für

$$z_p > \delta_{\text{radial}}^{\text{monofrequent}} \quad (422)$$

Mit Gl. (323, 324 und 412) ergibt sich dann

$$SF > 16 \frac{\Delta f \cdot z_n^2}{f_0 D^2} + 1 \quad (423)$$

In dem folgenden Kapitel sollen weitere Verfahren zur Unterdrückung von Vieldeutigkeiten untersucht werden.

4.3 Unterdrückung von Vieldeutigkeiten durch Wahl eines geeigneten Signalcodes

Wie in Kapitel 4.2, Gl. (412, 422, 423) gezeigt wurde, müssen die diskreten Signalfrequenzen f_n sehr dicht gewählt werden, um ein möglichst großes mehrdeutigkeitsfreies Gebiet zu erhalten. Bei großen Objektentfernungen z_n reicht die mit rein holographischen Methoden erreichbare Tiefenauflösung nicht mehr aus (Gl. 422) und (Gl. 423), um die im Abstand z_p auftretenden Geisterbilder zu unterdrücken. Nun wird z_p mit zunehmender Zahl von Signalfrequenzen SF bei gleicher Gesamtbandbreite Δf immer größer, allerdings wächst auch der zur Rekonstruktion benötigte Rechenaufwand proportional zu SF an. Eine größere Zahl SF würde ebenfalls größere Anforderungen an die analoge Gerätetechnik und Signalverarbeitung stellen. Daher soll die Anzahl der Frequenzstufen möglichst klein gehalten werden. Bei fest vorgegebenem SF ergibt sich aus Gl. (423) eine maximale Entfernung $z_{\max}$, bis zu der die rekonstruierten Mikrowellenbilder mehrdeutigkeitsfrei sind:

$$z < z_{\max} = \frac{1}{16} (SF - 1) D^2 \frac{f_0}{\Delta f} \quad (424)$$

Es ist nun möglich, die für $z > z_n$ durch die diskrete Abtastung im Frequenzbereich (Gl. 405) bedingten Mehrdeutigkeiten durch geeignete Wahl nicht äquidistanter Signalfrequenzen f_n bedingt zu unterdrücken, ähnlich den Methoden, wie sie im Bereich der konventionellen Radartechnik zur Unterdrückung von Mehrdeutigkeiten mit diskret codierten Signalen angewendet wird /1, 3-5, 185-190/. Wir betrachten dazu zunächst noch einmal die äquidistante Abtastfunktion bei großen Entfernungen der Objektszene von der Apertur ($z \gg D$). Ersetzen wir in Gl. (409) ω_n durch den Ausdruck

$$\omega_n = \omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2} + \frac{\Delta\omega}{SF} (n - 1) \quad (425)$$

und halten gleichzeitig $E(\omega_n) = \text{constant}$, so ergibt sich die diskrete Fouriertransformierte der Signalfunktion

$$X(z) = \exp \left\{ j \left(\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2} \right) \frac{2z}{c_0} \right\} \sum_{n=0}^{SF-1} \exp \left\{ j \frac{2z \Delta\omega (n - 1)}{c_0 (SF - 1)} \right\} \quad (426)$$

mit der Identität

$$\sum_{n=0}^{N-1} u^n = \frac{1 - u^N}{1 - u} \quad (427)$$

und mit

$$u = \exp \left\{ j \frac{2z}{c_0} \Delta\omega \right\} \quad (428)$$

ergibt sich

$$X(z) = \left| \exp \left\{ j \frac{2z}{c_0} \omega_0 \right\} \frac{\sin\left(\frac{z \Delta\omega}{c_0}\right)}{\sin\left(\frac{z \Delta\omega}{c_0} (SF - 1)\right)} \right| \quad (429)$$

Bild 4.3 zeigt als Beispiel den Betrag der Funktion $f(z)$ für $z \gg z_n$ (Gl. 424) und $SF = 4$.

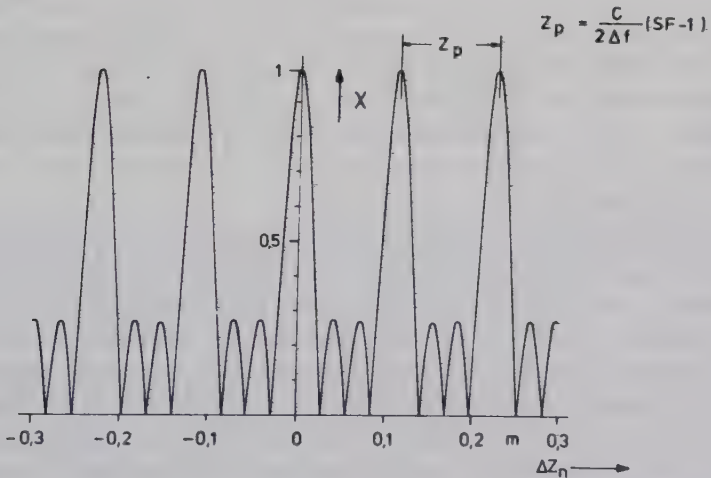


Bild 4.3: Radialer Bildamplitudenverlauf bei der Abbildung des Streuzentrums S_n (Bild 3.1) bei nur 4 äquidistanten Signalfrequenzen (Mehrdeutigkeitsfunktion).

Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz; $z \gg D$

Signalfrequenzen : 8,0 9,33 10,67 12 GHz

Im folgenden soll versucht werden, die sich im Abstand z_p (Gl. 412) wiederholenden Nebenmaxima mit einer Folge von Signalen nichtäquidistanter Signalfrequenzen zu unterdrücken. Durch entsprechende Wahl des Frequenzcodes f_n kann die Energie der Nebenmaxima auf den Bereich

$$K \cdot z_p < z < (K+1) \cdot z_p \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (430)$$

verteilt werden, wobei sich gleichzeitig z_p vergrößert.

Es ergibt sich also eine Erhöhung des Störpegels, was aber in vielen Fällen in Kauf genommen werden kann. Die Methode ist direkt vergleichbar mit ähnlichen Verfahren in der Antennentheorie /191, 192/. Die Strahlungscharakteristik eines Antennenarrays mit hoher Elementanzahl kann, was die Hauptkeule angeht, im wesentlichen beibehalten werden, wenn statistisch das Array durch Herausnehmen einiger Einzelelemente verdünnt wird. Umgekehrt bedeutet das die Realisierung einer Strahlungscharakteristik eines sehr dichten Arrays mit nur relativ wenigen Strahlerelementen, allerdings mit einem insgesamt höheren Nebenzipfelniveau bzw. Störpegel. Die nichtäquidistante Verteilung der Signalfrequenzen stellt also einen Kompromiß dar zwischen Störpegelfreiheit und einem großen mehrdeutigkeitsfreien Gebiet. Bei vielen nahe benachbarten hintereinander angeordneten Streuzentren kann sich der vergrößerte Störpegel der einzelnen Streuzentren (jedes Streuzentrum trägt mit einer eigenen Funktion $X(z)$ nach Gl. (429) zum gesamten Bild bei!) so ungünstig überlagern, daß die erwarteten Maxima überdeckt werden. Es ist also von dem Anwendungsgebiet des Systems abhängig, welche Signalfunktion gewählt wird.

Sollen von dem Abbildungssystem auch noch sehr schwach reflektierende Streuzentren wahrgenommen werden können, so können mitunter schon kleine Störpegel Nutzsignale vortäuschen. Eine Möglichkeit, hohe Nebenzipfelfreiheit in diesem Fall zu erreichen, bietet die getrennte Bewertung der Amplitude der einzelnen Signalfrequenzen. Eine Reduzierung des sogenannten Störpegels kann allerdings bei gleichbleibender Signalbandbreite nur mit einer Verbreiterung des Hauptmaximums erreicht werden. Außerdem verringert sich das Signal-Rausch-Verhältnis, da das maximal zur Verfügung stehende Sendesignal bei verschiedenen Frequenzen nicht voll ausgenutzt wird.

Zunächst werden geeignete Frequenzcodes zur Unterdrückung von Vieldeutigkeiten untersucht. Aus der Signaltheorie sind sogenannte "optimale" Impulsfolgen bekannt. Dabei werden Folgen identischer Pulse abstandsmoduliert, und zwar so, daß jeder mögliche Abstand - in ganzzahligen Vielfachen der Impulsdauer gemessen - zwischen zwei beliebigen Impulsen der Folge einmal und nur einmal vorkommt. Diese Signalform hat eine Autokorrelationsfunktion mit einem konstanten

Nebenzipfelniveau. Übertragen auf das multifrequente Abbildungskonzept heißt das, es müssen solche Folgen f_v gefunden werden, bei denen jeder Abstand $k \cdot \Delta F$ ($k = 1, 2, 3, \dots$) einmal und nur einmal vorkommt, wenn ΔF der kleinste Frequenzabstand zwischen zwei beliebigen Elementen der Folge f_v ist. Für SF feste Frequenzen f_v ergibt sich für den maximalen Wert von k nach /4/

$$k_{\max} = \binom{SF}{2} \text{ mit } \binom{SF}{2} = \frac{SF!}{2 \cdot (SF - 2)!} \quad (431)$$

und damit für ΔF

$$\Delta F = \frac{\Delta f}{k_{\max}} \quad (432)$$

Für $SF = 4$ ergibt sich beispielsweise bei einem gesamten Frequenzhub Δf die Folge

$$\begin{aligned} f_0, f_0 + \Delta F, f_0 + 4\Delta F, f_0 + 6\Delta F \\ \text{mit } \Delta F = \frac{\Delta f}{6} \end{aligned} \quad (433)$$

Mit der Folge nach Gl. (433) ergibt sich entsprechend Gl. (412) der Abstand der Mehrdeutigkeiten zu

$$z_p = \frac{c}{2\Delta f} \binom{SF}{2} = \frac{c \cdot k_{\max}}{2\Delta f} \quad (434)$$

Die Geisterbilder werden um den Faktor

$$\sigma = \frac{k_{\max}}{SF - 1} \quad (435)$$

auseinandergerückt gegenüber dem Fall äquidistanter f_v und gleicher Zahl von Signalfrequenzen. Während die Breite des Hauptmaximums annähernd gleich geblieben ist, vergrößert sich allerdings der Störpegel. Im Bereich

$$m \cdot z_p < z < (m+1) z_p \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (436)$$

ist er annähernd konstant und berechnet sich nach /4/ zu

$$X(z) \approx \frac{1}{\sqrt{SF}} \quad (437)$$

Bild 4.4 verdeutlicht die Verhältnisse für die Folge nach Gl. (433) im Vergleich zu Bild 4.3.

Es kann gezeigt werden /185/, daß eine Folge mit den oben erwähnten Eigenschaften für $SF > 4$ nicht existiert. In diesem Bereich können nur suboptimale Folgen f_v gefunden werden, bei denen die Abstände $k \cdot \Delta F$ der einzelnen Frequenzen so liegen, daß alle k nur möglichst einmal und möglichst lückenlos auftreten. Für einen suboptimalen Code ist dann Gl. (437) ebenfalls annähernd erfüllt.

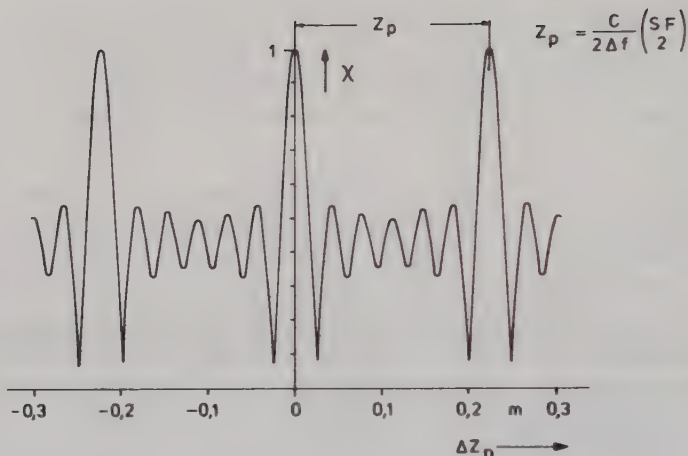


Bild 4.4: Radialer Bildamplitudenverlauf bei der Abbildung des Streuzentrums S_n (Bild 3.1) mit 4 nichtäquidistanten Signalfrequenzen (Mehrdeutigkeitsfunktion).

Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz; $z_n \gg D$;

Signalfrequenzen: 8,0 8,67 10,0 12,0 GHz

Diese Codes können mit geeigneten Rechnerprogrammen für vorgegebenen Codelängen nach verschiedenen Verfahren /186, 190/ abgeleitet werden. Bild 4.5 zeigt die Autokorrelationsfunktion für eine Codelänge von $SF=32$. Die zugehörige Folge der k -Werte lautet zum Beispiel

$$\begin{aligned} &1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 22, 24, \\ &27, 30, 33, 36, 39, 42, 45, 48, 53, 58, 63, 68, 73, 78, 83, 88. \end{aligned} \quad (438)$$

Das Verfahren der statistischen Verdünnung äquidistanter Codes entsprechend den Verfahren bei Antennengruppen liefert allerdings nur bei Werten $SF \gg 1$ brauchbare Ergebnisse.

Bei vielen nahe benachbarten Streuzentren muß der Störpegel so niedrig wie möglich gehalten werden, um noch eine Formerkennung zu ermöglichen. Für solche Fälle ist ein oben beschriebenes Signal nur wenig geeignet.

Während durch eine nicht äquidistante Frequenzfolge die Energie der Nebenmaxima auf die Nebenzipfel verteilt wird, ist es möglich, durch Amplitudenbewertung der einzelnen Spektralanteile die Energie der Nebenzipfel ins Hauptmaximum zu verlegen. Dadurch verbreitert sich zwar das Hauptmaximum, während allerdings

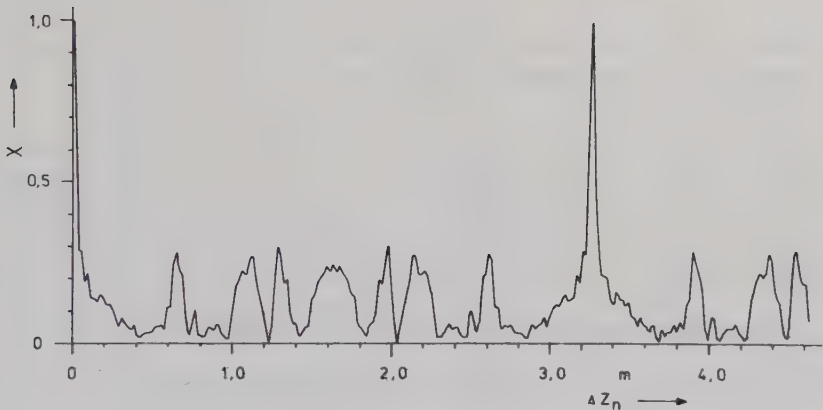


Bild 4.5: Radialer Bildamplitudenverlauf bei der Abbildung des Streuzentrums S_n (Bild 3.1) mit 32 nichtäquidistanten Signalfrequenzen (Mehrdeutigkeitsfunktion).

Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; kleinster Frequenzabstand zweier benachbarter Signalfrequenzen f_v : $F = \frac{\Delta f}{88}$; $z \gg D$

Die Signalfrequenzen berechnen sich mit der in Gl. (437) angegebenen Folge k zu $f_v = f_0 - \frac{\Delta f}{2} + k \cdot \Delta F$

der Störpegel stark reduziert werden kann /5/. Im Vergleich zu der Autokorrelationsfunktion wird die Güte einer Amplitudenwichtung im wesentlichen durch zwei Parameter charakterisiert, und zwar den höchsten Nebenzipfelpegel in dB und die Verbreiterung des Hauptmaximums, den Faktor Q . Dabei zeigt eine Wichtung nach Hamming /6/ gute Resultate. Sie ergibt für eine Frequenzfolge f_v folgende Gewichtungsfaktoren

$$G(f_v) = 0,54 + 0,46 \cdot \cos\left(\pi \frac{f_v - \frac{\Delta f}{2}}{\frac{\Delta f}{2}}\right) \quad (439)$$

Bild 4.6a zeigt die Autokorrelationsfunktion einer nach Gl. (439) gewichteten äquidistanten Folge von 16 Frequenzen im Vergleich zum ungewichteten Fall in Bild 4.6b. Es ergibt sich eine Verbesserung des Nebenzipfel/Hauptmaximum-Verhältnisses um etwa 30 dB, allerdings auf Kosten einer Verbreiterung des Hauptmaximums um $Q \approx 1,5$.

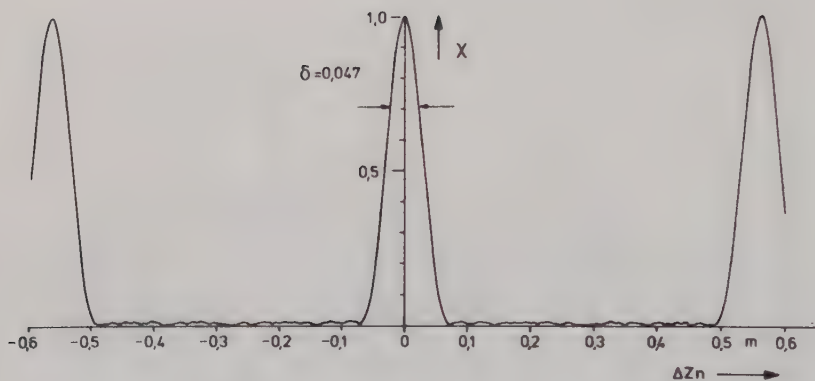


Bild 4.6a: Senderamplitude bei den einzelnen Signalfrequenzen nach Hamming gewichtet (Gl. 439).

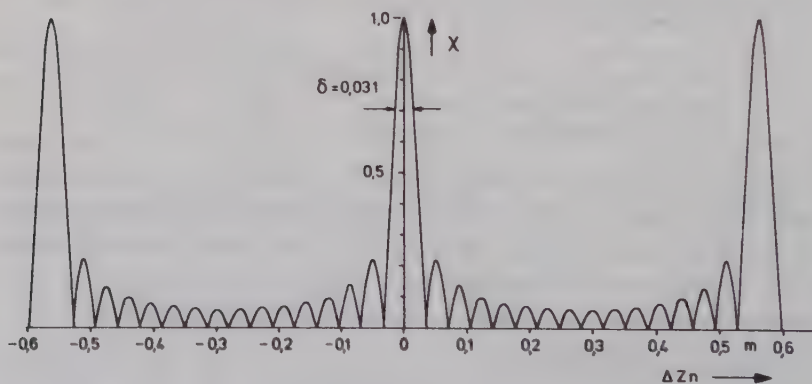


Bild 4.6b: Senderamplitude ungewichtet

Bild 4.6: Radialer Bildamplitudenverlauf bei der Abbildung eines Streuzentrums S_n .

Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; $z \gg D$
Anzahl der Signalfrequenzen $SF = 16$.

Es läßt sich also keine ideale Folge von Signalfrequenzen für das vorgeschlagene Abbildungssystem bei endlicher Bandbreite und Zahl von Abtastfrequenzen angeben, bei der sowohl die Halbwertsbreite des Hauptmaximums als auch das Nebenzipfelniveau minimal ist. Es muß vielmehr von Fall zu Fall entschieden werden, welche Folge geeignet erscheint. Das letztlich gewählte Abbildungs-Signal

wird dann einen Kompromiß zwischen Nebenzipfelfreiheit, Auflösungsvermögen und Einfachheit der Signalform darstellen.

Entsprechend den Frequenzen f_{ν} können auch die Meßpunkte x_{aj} in der Empfangsapertur nicht äquidistant verteilt werden. Die oben angegebenen Beziehungen und Ergebnisse sind direkt übertragbar.

Durch nichtäquidistante Aperturabtastung erreicht man eine Vergrößerung des mehrdeutigkeitsfreien Bereiches in azimuthaler Richtung. Bei multifrequenter Abbildung erübrigen sich allerdings solche Verfahren, da azimuthal auftretende Mehrdeutigkeiten ohnehin (Bild 4.1) auch bei äquidistanter Aperturabtastung unterdrückt werden. Eine getrennte Amplitudenbewertung z.B. analog zu Gl. (439) mit den Gewichtungsfaktoren

$$G(x_{aj}) = 0,54 + 0,46 \cos\left(\pi \frac{x_{aj} - \frac{D}{2}}{\frac{D}{2}}\right) \quad (440)$$

(D = Breite der Apertur)

ist ebenfalls möglich und ergibt eine Reduzierung des Nebenzipfelpegels von Bild 3.7, allerdings gleichzeitig wieder eine Verbreiterung des Hauptmaximums. Bei multifrequenter Abbildung ist aber eine Wichtung der Meßdaten über der Apertur höchstens bedingt nötig, da die Nebenzipfel durch multifrequenten Betrieb ohnehin geglättet und gedämpft werden (Bild 3.7).

Die Informationsmenge, die ein bestimmtes Signal liefert, ist bei vorgegebener Gesamtbandbreite ΔF , Anzahl der Signalfrequenzen SF und Zahl der Meßstellen in der Apertur SX festgelegt. Durch die Wahl von bestimmten Codes kann der Informationsgehalt nur qualitativ, nicht aber quantitativ, beeinflußt werden.

4.4 Quantisierungseffekte

Mit einer rechnergestützten digitalen Signalverarbeitung der Hologramm-Meßwerte ist unmittelbar eine Quantisierung der Meßdaten notwendig. Die Quantisierung von Amplitude und Phase der in der Apertur gemessenen Feldstärkewerte kann durch eine nicht umkehrbar eindeutige Transformation beschrieben werden. Der damit verbundene Informationsverlust macht sich im rekonstruierten Bild durch einen angehobenen Störpegel und zusätzliche Geisterbilder bemerkbar. Dennoch ist aus verschiedenen Gründen eine kleine Quantisierungsstufenzahl SQ erstrebenswert:

1. Bei kleinen SQ -Werten reduzieren sich die Anforderungen an die Genauigkeit der analogen Meßtechnik.

2. Ein Meßwert mit nur wenig tragenden Stellen benötigt im Digitalrechner nur wenige Bit Wortlänge. Bei der großen Menge der Hologrammdateien läßt sich somit der Speicherbedarf beträchtlich reduzieren.
3. Große Genauigkeit bei der Analog-Digital-Wandlung erfordert relativ lange Wandelzeiten. Werden Genauigkeiten von nur wenigen Bits gefordert, kann die Aufnahmezeit wesentlich verkürzt werden. Nach Kapitel 3.4 (Gl. 366, 367) können dann entsprechend höhere Objektgeschwindigkeiten zugelassen werden.
4. Arithmetische Operationen, wie zum Beispiel Addition und Multiplikation, sind bei kleiner Wortlänge sehr schnell durchführbar und können leicht fest verdrahtet werden. Auf eine relativ langsame Gleitkommaarithmetik kann verzichtet werden.
5. Bei alleiniger Auswertung der Phaseninformation vereinfacht sich der Rechenalgorithmus, womit sich die Rekonstruktionszeit verkürzt.

Im Bereich der Computerholographie /162, 166/ wie auch im Bereich der akustischen Holographie /167-169/ und monofrequenten Mikrowellenholographie /86/ sind Quantisierungseffekte schon ausführlich diskutiert worden. Dabei hat sich gezeigt, daß die Quantisierungseinflüsse nicht ohne Schwierigkeiten zu erfassen sind, da es von der Objektstruktur/168/ und der räumlichen Lage des Objektes /163/ abhängt, wie stark sich im rekonstruierten Bild ein Quantisierungsrauschen bemerkbar macht. Allgemein kann gesagt werden, daß hauptsächlich die Phaseninformation des Empfangssignals bei der holographischen Abbildung eines Objektes von Bedeutung ist, wenn nur das Objekt genügend weit von der Aufnahmeapertur entfernt ist, d.h., die Hologrammebene nicht direkt in der Objektebene liegt. Das trifft am besten auf Objekte mit rauher Oberfläche zu, bei denen jeder Punkt der Oberfläche als Ausgangspunkt einer sphärischen Welle betrachtet werden und daher die Amplitudenverteilung in der Hologrammebene im Mittel als konstant angesehen werden kann. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß jeder Oberflächenpunkt des Objektes von der Hologrammebene aus sichtbar ist. Objekte mit glatter Oberfläche wirken im Mikrowellenbereich wie Spiegel. Ihre Mikrowellenhologramme weisen starke Amplitudenschwankungen auf, die im allgemeinen nicht mehr vernachlässigt werden können. Metherell vermutet /167/, daß bei Objekten mit rauher Oberflächenstruktur in bestimmten Fällen eine alleinige Auswertung der Phase bei entsprechender Normierung der Amplitude zu besseren Auflösungswerten führt, da ein rein phasenempfindlicher Detektor auch in amplitudenschwachen Hologrammbezirken den Phasenverlauf ausreichend detektieren kann. Dies ist allerdings nur eine durch mangelhafte Meßtechnik bedingte Einschränkung, die nicht gültig ist für den Fall empfindlicher Detektoren hoher

Dynamik, wie sie im Mikrowellenbereich vorhanden sind.

Bei numerischer Rekonstruktion ist nicht nur eine Quantisierung der Meßdaten interessant, sondern auch eine Quantisierung der zur Rekonstruktion benötigten zusätzlichen Hilfsgrößen. Dazu betrachten wir noch einmal Gl. (405):

$$X(x, z) = \left| \frac{1}{K} \sum_{v=1}^{SF} \sum_{i=1}^{SX} E(\omega_v, x_{ai}) \exp \{ j t_{ri} \omega_v \} \Delta x_{ai} \Delta \omega_v \right|$$

Ersetzen wir die Feldstärke $E(\omega_v, x_{ai})$ durch ihren Betrag A_{iv} und die Phase ϕ_{iv} , so ergibt sich bei äquidistanter Abtastung

$$X(x, z) = \left| \frac{1}{K} \sum_{v=1}^{SF} \sum_{i=1}^{SX} A_{iv} \exp \{ j(\phi_{iv} + t_{ri} \cdot \omega_v) \} \right| \quad (441)$$

Auf den Einfluß einer Quantisierung von A_{iv} soll hier nicht weiter eingegangen werden. Dazu sei auf die veröffentlichte Literatur verwiesen /86/. Im folgenden werden alle A_{iv} konstant gesetzt. Bis auf einen Proportionalitätsfaktor ergibt sich dann:

$$X(x, z) = \left| \sum_{v=1}^{SF} \sum_{i=1}^{SX} \exp \{ j(\phi_{iv} + t_{ri} \omega_v) \} \right| = \left| \sum_{v=1}^{SF} \sum_{i=1}^{SX} \exp(j\phi_{iv}) \right| \quad (442)$$

Gl. (442) enthält drei voneinander unabhängige Größen t_{ri} , ω_v und ϕ_{iv} , die in digitalisierter Form mit den maximalen Wortlängen b_t , b_ω bzw. b_ϕ Bit im Rechner vorliegen. Im weiteren wird eine digitalisierte Größe durch ein darübergestelltes $\wedge$ angezeigt. Für eine numerische Rekonstruktion ist es vorteilhaft, nur wenige verschiedene mögliche Werte von ϕ_{iv} zuzulassen, d.h., den gesamten Exponenten in Gl. (442) in nur wenige Stufen SQ_ϕ zu quantisieren. Dann ist es beispielsweise möglich, bei nur geringem Speicherbedarf in einem Festwertspeicher die quantisierte Funktion $\exp(j\phi)$ abzulegen. Die benötigte Rechenzeit für Gl. (442) reduziert sich in diesem Falle um $SF \cdot SX$ Berechnungen von komplexen Exponentialfunktionen, die im allgemeinen recht zeitaufwendig sind. An deren Stelle treten $SF \cdot SX$ Speicherzyklen, die bei Verwendung geeigneter Festwertspeicher wesentlich weniger Zeit benötigen.

Es soll nun der Exponent in Gl. (442) näher untersucht werden. Die Wertebereiche für t_{ri} , ω_v und ϕ_{iv} ergeben sich nach Gl. (434) bzw. (424) zu

$$\begin{aligned} 0 < t_{ri} &\leq \frac{2 z_{\max}}{c_0} \\ \omega_0 &\leq \omega_v < \omega_0 + \Delta\omega \\ 0 &\leq \phi_{iv} < 2\pi \end{aligned} \quad (443)$$

Mit den Werten b_t , b_ω und b_ϕ läßt sich dann für die digitalisierten Größen $\hat{t}_{rj}$, $\hat{\omega}_v$ und $\hat{\phi}_{iv}$ schreiben

$$\hat{t}_{rj} = \frac{2 z_{\max} \cdot \ell}{c_0 \cdot 2^{b_t}} \quad \ell = 1, 2, \dots, 2^{b_t} \quad (444)$$

$$\hat{\omega}_v = \frac{\omega_0 + \Delta\omega}{2^{b_\omega}} \cdot m \quad m = \text{ent}\left(\frac{\omega_0}{\omega_0 + \Delta\omega} \cdot 2^{b_\omega}\right), \dots, 2^{b_\omega} \quad (445) *$$

$$\hat{\phi}_{iv} = \frac{2\pi}{2^{b_\phi}} \cdot n \quad n = 0, 1, 2, \dots, 2^{b_\phi} - 1 \quad (446)$$

Dabei ist z.B. ℓ (entsprechend auch m , n) definiert zu

$$\frac{2 z_{\max}}{2^{b_t} \cdot c_0} \cdot \ell \leq t_{rj} < \frac{2 z_{\max}}{2^{b_t} \cdot c_0} (\ell + 1) \quad (447)$$

Der jeweils maximale Fehler $|t_{rj} - \hat{t}_{rj}|$, $|\omega_v - \hat{\omega}_v|$ bzw. $|\phi_{iv} - \hat{\phi}_{iv}|$ ergibt sich zu

$$h_t = \frac{2 z_{\max}}{c_0 \cdot 2^{b_t}} \quad ; \quad h_\omega = \frac{\omega_0 + \Delta\omega}{2^{b_\omega}} \quad ; \quad h_\phi = \frac{2\pi}{2^{b_\phi}} \quad (448)$$

Für den mit Gl. (444-446) berechneten Winkel ϕ_{iv} erhält man mit Gl. (448) und Gl. (447) einen maximalen Fehler $h_\phi = |\phi_{iv} - \hat{\phi}_{iv}|$ zu

$$h_\phi \leq h_\phi + |\hat{\omega}_v h_t| + |\hat{t}_{rj} h_\omega| + |h_t \cdot h_\omega| \quad (449)$$

Nach /86/ ist die Bildqualität noch zufriedenstellend für maximale Quantisierungsfehler von $h_\phi = \frac{\pi}{2}$ also $SQ_\phi = 4$. Da h_t und h_ω in dieser Arbeit zu null angenommen wurden, ist dort

$$h_\phi = h_\phi \leq \frac{\pi}{2} \quad (450)$$

Um diesen Wert h_ϕ auch für h_ω , $h_t \neq 0$ möglichst nicht zu überschreiten, wählen wir

$$h_\phi \leq \frac{\pi}{4} \quad \text{und} \quad |\hat{\omega}_v h_t| + |\hat{t}_{rj} h_\omega| + |h_t \cdot h_\omega| \leq \frac{\pi}{4} \quad (451)$$

mit $|h_t \cdot h_\omega| \ll \frac{\pi}{4}$ erhält man

$$|\hat{\omega}_v h_t| + |\hat{t}_{rj} h_\omega| \leq \frac{\pi}{4} \quad (452)$$

Mit Gl. (448) und Gl. (444, 445) wird

*) $\text{ent}(\)$: siehe Verzeichnis der Formelzeichen

$$(\omega_0 + \Delta\omega) \frac{2 z_{\max}}{c_0 2^{b_t}} + \frac{2 z_{\max}}{c_0} \left(\frac{\omega_0 + \Delta\omega}{2^b} \right) \leq \frac{\pi}{4} \quad (453)$$

und nach kurzer Umrechnung

$$2^{-b_t} + 2^{-b_\omega} \leq \frac{\pi c_0}{8 z_{\max} (\omega_0 + \Delta\omega)} \quad (454)$$

Nun ist es sinnvoll, $b_t = b_\omega$ zu wählen, da in diesem Fall im Rechner gleiche Wortlängen für ω_{trj} und ω_v verarbeitet werden können. Es ergibt sich dann für b_ω bzw. b_t

$$b_\omega = b_t = \text{ENT} \left(1,443 \ln \left\{ \frac{16 z_{\max} (\omega_0 + \Delta\omega)}{\pi c_0} \right\} \right) \quad (455)$$

wobei die Funktion $\text{ENT}(A)$ die Dezimalzahl A auf die nächste ganze Zahl aufrundet. *) Bild 4.7 zeigt den Verlauf von b_ω bzw. b_t über der Größe $z_{\max}$ bei $\omega_0 + \Delta\omega = 2\pi \cdot 12 \text{ GHz}$ nach Gl. (455).

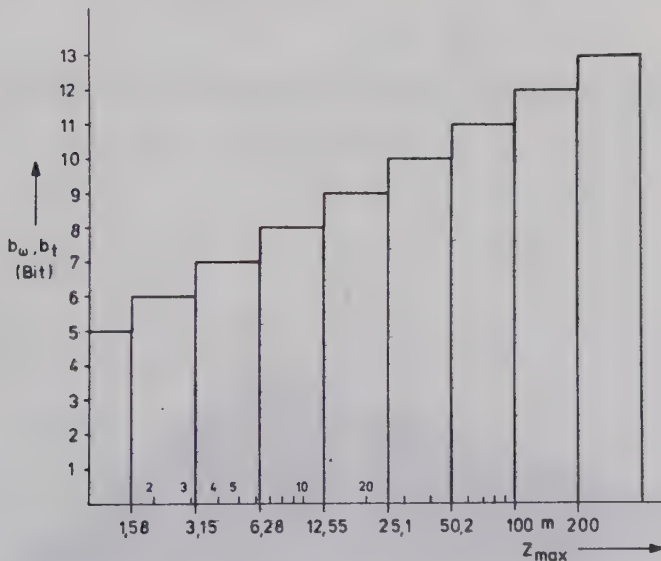


Bild 4.7: Minimale Wortlänge der Meßwerte: Frequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$ und Laufzeit t_r für einen zulässigen Winkelfehler $h_\varphi \leq \frac{\pi}{2}$ nach Gl. (445) über der maximalen Entfernung des abzubildenden Objektes.

*) siehe auch Verzeichnis der Formelzeichen

Mit den so quantisierten Werten $\hat{t}_{rj}$, $\hat{\omega}_v$ und $\hat{\phi}_{iv}$ läßt sich die ebenfalls quantisierte Größe $\hat{\varphi}_{iv}$ nach

$$\hat{\varphi}_{iv} = \hat{\phi}_{iv} - \hat{t}_{rj} \hat{\omega}_v \quad (456)$$

berechnen. Dabei ist der maximal mögliche Fehler h_φ (Gl. 449). Obwohl die Größen auf der rechten Seite von Gl. (456) in quantisierter Form vorliegen, kann $\hat{\varphi}_{iv}$ dennoch sehr viele verschiedene Werte annehmen, nachdem $\hat{\phi}_{iv}$ durch eine geeignete Transformation auf den Bereich $0 \leq \hat{\phi}_{iv} \leq 2\pi$ abgebildet worden ist. Die Anpassung von $\hat{\phi}_{iv}$ an eine entsprechende Tabelle von Exponentialfunktionswerten $\exp\{-j\hat{\phi}_{iv}\}$ für SQ_φ verschiedene äquidistante Werte $\hat{\phi}_{iv}$ im Bereich zwischen 0 und 2π geschieht durch eine zusätzliche Quantisierung gem. Gl. (457)

$$\hat{\varphi}_{iv} = K \cdot \frac{2\pi}{SQ_\varphi} \quad \text{für } K = 0, 1, 2, \dots, SQ_\varphi - 1 \quad (457)$$

und

$$K \cdot \frac{2\pi}{SQ_\varphi} \leq \hat{\varphi}_{iv} < \frac{2\pi}{SQ_\varphi} (K+1)$$

Der gesamte maximal mögliche Fehler bei der Berechnung von φ_{iv} ergibt sich mit Gl. (456) und Gl. (457) zu

$$h = \frac{2\pi}{SQ_\varphi} + h_\varphi \quad (458)$$

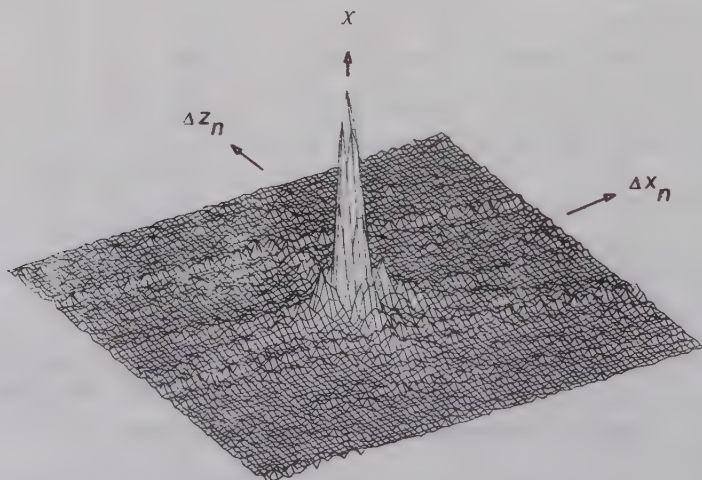


Bild 4.8: Bildamplitude bei Abbildung eines linienförmigen Streuzentrums bei starker Quantisierung der Phase (Mehrdeutigkeitsfunktion).
 x -Bereich = $0,5 \div 1,5$ m; z -Bereich = $2,5 \div 3,5$ m; Raster = $0,0125$ m;
 Mittenfrequenz = 10 GHz, Bandbreite = $4,0$ GHz, Aperturbreite = $1,83$ m
 $SQ_\varphi = 4$ bzw. $h = \frac{\pi}{2}$ (Gl. 458).

Bild 4.8 zeigt im Vergleich zu Bild 3.5 ($h=0$) einen Ausschnitt des Kurvenverlaufs von X für $h = \frac{\pi}{2}$. Im experimentellen Teil wird auf die durch Quantisierung verursachten Bildfehler noch an Hand von Beispielen näher eingegangen.

4.5 Rekonstruktion mittels schneller Fouriertransformation (FFT)

Eine Signalverarbeitung nach Gl. (405) setzt einen Rechner voraus, der speziell auf die in Gl. (405) beschriebene Transformation zugeschnitten ist. Wesentlich kostengünstiger wäre es, wenn ein kommerziell vorhandener einfacher Rechartyp eingesetzt werden könnte. Im folgenden soll untersucht werden, unter welchen Voraussetzungen eine Signalverarbeitung mit einem "Fast Fourier Processor" möglich wird /173-175/. Dazu ersetzen wir in der diskretisierten Rekonstruktionsformel nach Gl. (405) $\Delta x_a = \text{const}$ und $\Delta \omega_v = \text{const}$ und erhalten

$$X(x, z) = \left| \frac{1}{K} \sum_{i=1}^{SX} \sum_{v=1}^{SF} E(\omega_v, x_{a_i}) \exp \{ j t_{r_i} \omega_v \} \right| \quad (459)$$

Setzen wir für die Signallaufzeit t_{r_i} die in Gl. (347) angegebene Näherungslösung

$$t_{r_i} \approx \frac{2z}{c_0} \left\{ 1 + \frac{2x^2 - 2xx_{a_i} + x_{a_i}^2}{4z^2} \right\} \quad (460)$$

ein, so ergibt sich

$$X(x, z) = \left| \frac{1}{K} \sum_{i=1}^{SX} \sum_{v=1}^{SF} E(\omega_v, x_{a_i}) \exp \left\{ j \left(\frac{2z}{c_0} \omega_v + \frac{2x^2 - 2x_{a_i}x + x_{a_i}^2}{2zc_0} \right) \right\} \right| \quad (461)$$

Es soll nun zunächst der Fall $SF = 1$, also $\omega_v = \text{const} = \omega_0$ betrachtet werden. Gl. (461) vereinfacht sich dann zu

$$X(x, z) = \left| \frac{1}{K} \exp \left\{ j \left(\frac{2z}{c_0} \omega_0 + \frac{x^2}{zc_0} \omega_0 \right) \right\} \cdot \sum_{i=1}^{SX} E(\omega_0, x_{a_i}) \exp \left\{ j \left(-\frac{\omega_0 x_{a_i}^2}{2zc_0} \right) \right\} \exp \left\{ -j \frac{x_{a_i}x}{zc_0} \omega_0 \right\} \right| \quad (462)$$

werden für x nur die Werte

$$x = x_\ell = \ell \cdot \frac{\lambda_0 z}{D} \quad \text{mit } \ell = 0, 1, \dots, SX-1 \quad (463)$$

zugelassen, so kann Gl. (462) auf die Form

$$x_\ell = \left| \sum_{i=1}^{SX} A_i \exp \left\{ -j \left[2\pi i \ell \cdot \frac{1}{SX} \right] \right\} \right| \quad \text{mit } \ell = 0, 1, \dots, SX-1 \quad (464)$$

gebracht werden.

Der Koeffizientenvergleich von Gl. (464) mit Gl. (462) liefert neben Gl. (463) die Beziehungen

$$\begin{aligned} A_i &= E(\omega_0, x_{ai}) \exp \left\{ j \frac{\omega_0 x_{ai}^2}{2z c_0} \right\} \\ C &= \frac{1}{K} \exp \left\{ j \left(\frac{2z}{c_0} + \frac{x^2}{2zc_0} \omega_0 \right) \right\} \\ x_{ai} &= \frac{D}{SX} \cdot i \end{aligned} \quad (465)$$

Dabei gibt

$$0 \leq x_\ell \leq (SX - 1) \frac{\lambda_0 z}{D} = x_p \quad (466)$$

entsprechend Gl. (416) den mehrdeutigkeitsfreien Bildbereich an. Gl. (464) stellt bei monofrequenter Abbildung eine Beziehung zwischen den Aperturmeßgrößen und der Bildamplitudenverteilung über die schnelle Fouriertransformation her. Nach Gl. (463) ist die Lage der berechneten Bildpunkte x_ℓ linear abhängig von der Wellenlänge λ und damit von der Frequenz f des Mikrowellensignals. Soll der Algorithmus der schnellen Fouriertransformation auch im multifrequenten Fall $SF > 1$ angewendet werden können, muß vorausgesetzt werden, daß die Frequenzabhängigkeit von x_ℓ klein ist gegenüber einer lateralen Auflösungszellenbreite des Systems (anderenfalls müßten mit Hilfe einer geeigneten Interpolationsmethode Zwischenwerte der durch die FFT-Basis /174/ in ihrer Lage fest vorgegebenen Bildpunkte bestimmt werden). Für die am stärksten frequenzabhängigen Bildpunkte $x_p(f)$ bedeutet das

$$x_p(f_0 - \frac{\Delta f}{2}) - x_p(f_0 + \frac{\Delta f}{2}) \ll x_p(f_0) \quad (467)$$

Mit der Näherung $f_0^2 \gg \frac{\Delta f^2}{4}$ und Gl. (416) ergibt sich die Beziehung

$$\Delta f \ll \frac{f_0}{SX} \quad (468)$$

In diesem Fall läßt sich Gl. (461) stark vereinfachen, da der zweite Summand des Arguments der Exponentialfunktion in Gl. (461) angenähert als frequenzunabhängig betrachtet werden kann. Nach einigen Umformungen ergeben sich die Bildamplitudenwerte durch eine Anzahl von verschachtelten Fouriertransformationen aus den Aperturmeßgrößen $E(\omega_\nu, x_{ai})$ nach Gl. (469)

$$X(x_\ell, z_q) = \left| \sum_{i=1}^{SX} \exp \left\{ j \frac{x_{ai}^2 \omega_0}{2z_q c_0} \right\} \exp \left\{ -j \frac{x_{ai} x_\ell}{z_q c_0} \omega_0 \right\} \cdot \sum_{\nu=1}^{SF} E(\omega_\nu, x_{ai}) \exp \left\{ j \frac{2z_q \omega_\nu}{c_0} \right\} \right| \quad (469)$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad z_q &= q \cdot \frac{c_0}{Z \Delta f} \quad q = 0, 1, \dots, SF - 1 \\ x_l &= l \cdot \frac{\lambda_0 z}{D} \quad l = 0, 1, \dots, SX - 1 \end{aligned} \quad (469)$$

Damit hat sich der Rechenaufwand auf SX diskrete Fouriertransformationen von jeweils SF Werten reduziert.

Da die Fouriertransformierte von $E(\omega_y, x_{aj})$ bezüglich ω_y periodisch mit z_p ist, kann z_q in Gl. (469) substituiert werden durch

$$z_q' = z_q + m \cdot z_p \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (470)$$

Durch diese Maßnahme wird die Empfangsapertur auf den Bereich

$$m \cdot z_p \leq z_q' \leq z_p \cdot (m+1) \quad (471)$$

fokussiert. Dieser Fall ist interessant, falls die abzubildenden Objekte außerhalb des Eindeutigkeitsbereiches $0 \leq z_q \leq z_p$ liegen.

4.6 Informationsgehalt und Stützpunktdichte im Bildbereich

Die in den Hologrammdateien enthaltene Informationsmenge I_H ist beschränkt und ergibt sich - gemessen in Bit - aus der Anzahl der Hologrammstützpunkte SX, der Anzahl der Meßfrequenzen SF und der Genauigkeit der Meßwerte b_m in Bit zu

$$I_H = 2 \cdot SF \cdot SX \cdot b_m \quad (472)$$

Der Faktor 2 berücksichtigt die Messung von Amplitude und Phase. Bei alleiniger Auswertung der Phase ergibt sich für I_H

$$I_H = SF \cdot SX \cdot b_\phi \quad (473)$$

Der Informationsgehalt I_B des rekonstruierten Bildes ist höchstens genauso groß wie I_H , im allgemeinen aber wegen Quantisierungseffekten und vereinfachten Rechenalgorithmen kleiner als $I_H / 158$. Das bedeutet, daß eine in x und z quasikontinuierliche Berechnung von $X(x, z)$ wegen der großen Anzahl von Bildpunkten SBX und SBZ eine gegenüber I_H wesentlich größere Informationsmenge I_B liefern würde. In dem Fall enthält I_B einen erheblichen Anteil Redundanz, der mit zusätzlichem Rechenaufwand erkaufte werden muß.

Analog zu Gl. (473) ergibt sich I_B aus der Anzahl der Bildpunkte SBX und SBZ und der Anzahl der geforderten Bildhelligkeitswerte BH zu

$$I_B = SBX \cdot SBZ \cdot BH \quad (474)$$

Es sollen nun für den Fall äquidistanter Abtastfrequenzen und Abtastmeßpunkte Kriterien für eine sinnvolle Wahl der Größen SBZ, SBX und BH aufgestellt werden.

Durch die verschiedenen Parameter bei der Hologrammaufnahme ist zunächst der Bildbereich mit Gl. (416) und Gl. (412) vorgegeben durch

$$-\frac{x_p}{2} < x < \frac{x_p}{2} \quad (475)$$

$$K \cdot z_p < z < (K+1)z_p \quad \text{mit } K = 0, 1, 2, \dots,$$

auf den sich die Bildpunkte verteilen. Entscheidend für die weiteren Überlegungen ist die Frage, ob bei dem rekonstruierten Bild auf möglichst genaue Wiedergabe der Bildamplitude Wert gelegt wird, oder aber auf eine möglichst gute Erkennbarkeit der Objektstruktur. Da die im experimentellen Teil untersuchten Objekte alle sehr stark reflektieren und in Anwendungsfällen vermutlich vorwiegend solche Objekte interessieren, kann die rekonstruierte Bildamplitude in nur wenige Quantisierungsstufen unterteilt werden.

Bei einem äquidistanten Bildpunkteabstand DX in x-Richtung und DZ in z-Richtung kann das von einem Streuzentrum S_n hervorgerufene Helligkeits-Maximum im kontinuierlich rekonstruierten Bild um maximal DX/2 bzw. DZ/2 bei einer Rekonstruktion mit einer endlichen Zahl von Bildpunkten SBX bzw. SBZ verfehlt werden. Das Streuzentrum S_n erscheint dann mit reduzierter Amplitude im Bild. Bei einem Abstand

$$DX = \frac{z \cdot \lambda_0}{D} \quad \text{bzw.} \quad DZ = \frac{c_0}{2\Delta f}, \quad (476)$$

also bei SBX = SX und SBZ = SF, beträgt im ungünstigsten Fall die relative Amplitude $x_{\min}$ nur noch das 0,637fache des Maximalwertes. Dadurch hat sich der Störpegel scheinbar um das 1/0,637fache erhöht.

Bild 4.9 zeigt den Zusammenhang zwischen $x_{\min}$ und SBZ/SF bzw. SBX/SX. Besonders bei dichter Objektverteilung ist ein kleiner Bildpunkteabstand DX bzw. DZ vorteilhaft. Allerdings steigt ab $\frac{SBX}{SX} \sim 1,5$ $x_{\min}$ nur noch recht langsam an. Für noch größere Werte $x_{\min}$ wird daher der numerische Aufwand unverhältnismäßig groß. Für SBX = ent(2 · SX) SBZ = ent(2 · SF), also bei Verdopplung der Bildpunktezahl gegenüber dem Fall in Gl. (476), ergibt sich zum Beispiel $|x_{\min}| \approx 0,807$ und BH = 0,5 · b_ϕ Bildhelligkeitswerte, unter der Bedingung $I_B = I_H$.

Im Fall nichtäquidistanter Stützpunkte entsprechend Kapitel 4.3 ist die Zahl der optimalen Stützpunktezahl abhängig von den verwendeten Abtastcodes.

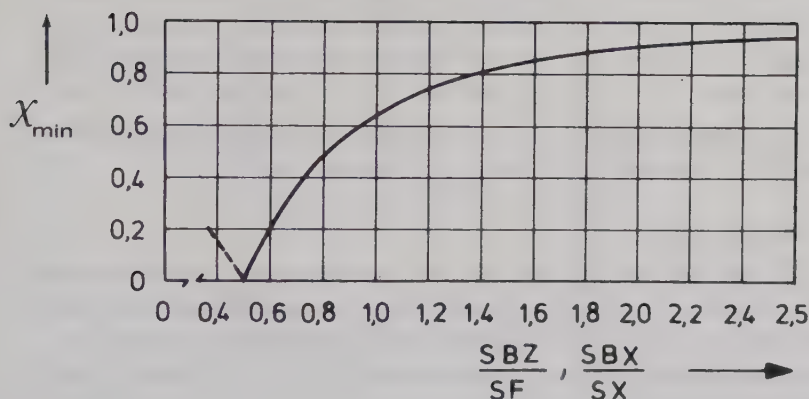


Bild 4.9: Minimale Bildamplitude als Funktion der Stützpunktdichte im rekonstruierten Bild (tatsächliche Bildamplitude $x = 1$).

SBZ: Zahl der Bildpunkte in z-Richtung pro mehrdeutigkeits-freiem Bereich z_p (Gl. 412);

SBX: Zahl der Bildpunkte in x-Richtung pro mehrdeutigkeits-freiem Bereich x_p (Gl. 416).

5. Meßtechnische Untersuchung

Eine große Zahl von Gesichtspunkten bei holographischer, insbesondere multi-frequenter, Abbildung läßt sich theoretisch nur sehr schwer oder gar nicht erfassen. Dabei handelt es sich besonders um solche Aspekte, bei denen die abzubildenden Objekte selber als Parameter eingehen. So macht sich z.B. die Vernachlässigung der Amplitudeninformation bei der Abbildung eines einzigen Streuzentrums im Nahbereich praktisch überhaupt nicht bemerkbar, wohl aber bei der Abbildung von zwei oder mehreren Streuzentren. Solche Effekte können zwar theoretisch auf einem Rechner simuliert werden, allerdings wird das Problem mit zunehmender Komplexität der Objekte schnell unübersichtlich und die analytische bzw. numerische Behandlung sehr aufwendig. Es existieren zwar mathematische Modelle zur Beschreibung rauher Oberflächen /145-148/, eine meßtechnische Untersuchung führt aber in den meisten Fällen schneller zu Ergebnissen.

In diesem Teil der Arbeit sollen verschiedene Eigenschaften eines multifrequenten holographischen Abbildungssystems, die zum Teil in Kapitel 3 und 4 schon theoretisch diskutiert worden sind, an Hand von Experimenten verdeutlicht werden. Zunächst werden dazu die Objekte in verschiedene Klassen eingeteilt und jeweils für einen typischen Vertreter sein Mikrowellenbild diskutiert.

Die Versuche beschränken sich auf zweidimensionale höhenunabhängige Objekte, da lediglich eine lineare Empfangsapertur verwendet wird.

5.1 Versuchsaufbau

Bild 5.1 zeigt den Versuchsaufbau in einer Ansicht von oben. Die Experimente wurden in einem mit Absorbermatten ausgekleideten reflexionsarmen Raum durchgeführt. Das zugrundegelegte Koordinatensystem stimmt mit dem in Bild 3.1 überein. Die Länge der linearen Apertur beträgt 1,83 m. Das ist die maximale Strecke, die die Empfangsantenne abfahren kann. Es sollen höhenunabhängige Objekte untersucht werden, die theoretisch unendlich weit in y-Richtung ausgedehnt sein müssen. Im Experiment werden Objekte benutzt, die so lang sind, daß dabei Endstellen schon außerhalb des von der Sendeantenne beleuchteten und der Empfangsantenne erfaßten Bereichs liegen. Als Sende- und Empfangsantenne werden daher Sektorhornstrahler verwendet, die in der vertikalen Ebene eine relativ geringe Strahlaufweitung haben, während die Keule in der Horizontalen einen möglichst großen Öffnungswinkel hat. Sende- und Empfangsantenne sind durch Abschirmungen und Absorbermatten so voneinander entkoppelt, daß die direkte Einstrahlung der Sendeantenne in das Empfangshorn an allen Stellen der Apertur gegenüber der Restreflexion der Absorberraumwände vernachlässigt werden kann. Dies muß breitbandig über den gesamten benutzten Frequenzbereich erfüllt sein. Das empfangene Signal gelangt über eine flexible Leitung, deren Übertragungseigenschaften näherungsweise bewegungsunabhängig sind, zum Empfänger, der mit Hilfe von Sampling-Technik und breitbandiger Abwärtsmischung eine Amplituden- und Phaseninformation über das Empfangssignal in Bezug auf ein Referenzsignal liefert. Dazu wurde ein Netzwerkanalysator der Firma Hewlett-Packard eingesetzt. Das Referenzsignal wurde dem Sendesignal direkt abgezweigt. Das Mikrowellensignal lieferte ein in der Frequenz steuerbarer Generator und wurde mit einem breitbandigen Wanderfeldröhrenverstärker auf 5 Watt Mikrowellenleistung verstärkt. Der Pegel wurde über eine Regelschleife über den Frequenzbereich 8-12 GHz konstant gehalten. Amplitudenschwankungen in kleinen Bereichen wirken sich nicht störend aus, da der Empfänger die Amplitude des Empfangssignals immer relativ zu der des Sendesignals angibt.

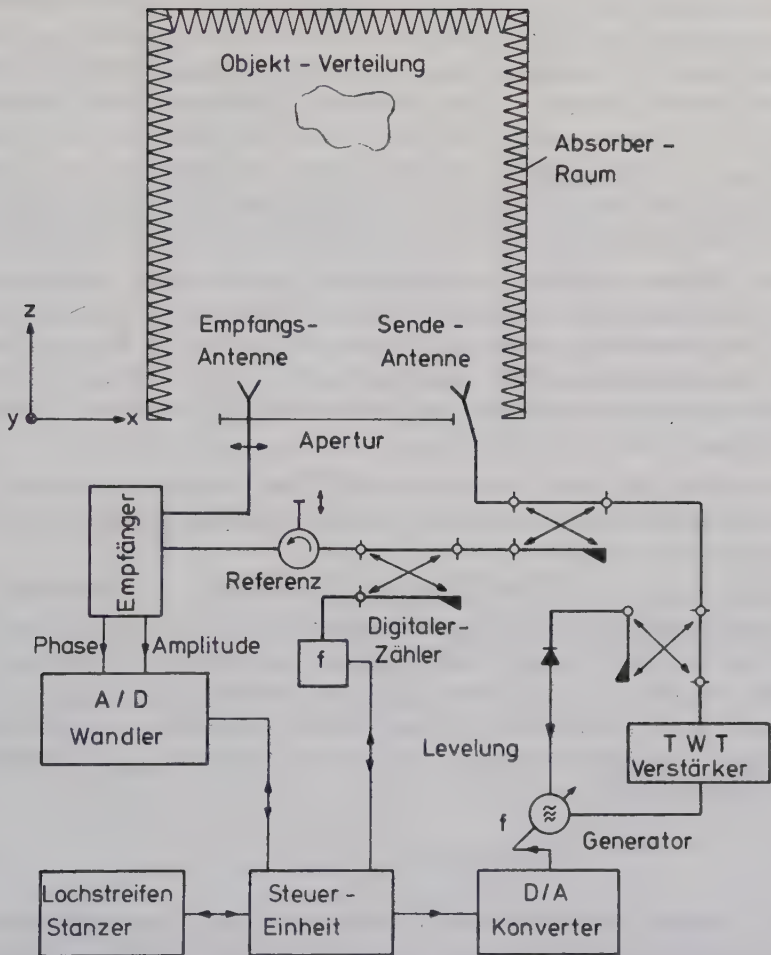


Bild 5.1: Versuchsaufbau (Blockschaltbild)

Das Koordinatensystem, auf das sich die Bereichsangaben in den weiteren Bildern beziehen, hat seinen Ursprung am linken Ende der linearen Apertur.

Bis auf die flexible Leitung von der Empfangsantenne zum Empfänger sind alle Leitungsbauelemente in Hohlleitertechnik ausgeführt. Bei breitbandigem Betrieb macht sich die Dispersion der Hohlleiter störend bemerkbar. Würde das Sendesignal direkt in die Empfangsantenne geleitet (geschlossener Meßzweig), ergäbe sich am Empfängereingang eine frequenzabhängige Phasenverschiebung zwischen Empfangs- und Referenzsignal. Diese ist bedingt durch die unterschiedliche Weglänge, die beide Signale zurückgelegt haben, sowie durch das unterschiedliche Dispersionsverhalten beider Leitungswege, insbesondere des Richtkopplers, der beiden Hornantennen und der unterschiedlichen Hohlleiterlängen (Bild 5.1).

Diese durch den speziellen Versuchsaufbau bedingten Meßfehler - gemessen werden soll die Feldstärke am Ort der Empfangsantenne bezogen auf die Feldstärke am Ort der Sendeantenne - können dadurch eliminiert werden, daß beide Leitungswege elektrisch exakt gleich gemacht werden. Das bedeutet aber auch, daß das Dispersionsverhalten der Sende- und Empfangsantenne im Referenzzweig nachgebildet werden muß.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, das Dispersionsverhalten zu messen und anschließend bei der Rekonstruktion durch Eingabe der Meßkurve im Rechner zu berücksichtigen.

In den Versuchen wurde der frequenzabhängige Phasenfehler durch eine Kombination aus beiden Verfahren weitgehend eliminiert. Durch eine einstellbare Hohlleiterumwegleitung im Referenzzweig, die mit Hilfe eines breitbandigen Zirkulators und eines variablen Kurzschlußschiebers realisiert wird, konnte das Dispersionsverhalten des Referenzzweiges dem des Meßzweiges angeglichen werden, so daß für den Phasenwinkel $\varphi_g(f)$ (geschlossener Meßzweig) zwischen Referenz- und Empfangssignal gilt

$$\frac{d\varphi_g(f)}{df} = \text{konstant} = \frac{2\pi}{c_0} \Delta L \quad (501)$$

d.h., Empfangs- und Referenzzweig unterscheiden sich nur noch durch ein dispersionsfreies Leitungsstück der Länge ΔL mit luftgefülltem Dielektrikum. Diese Tatsache wird bei der numerischen Rekonstruktion berücksichtigt. Dabei wurde der Phasengang der Leitungsbauelemente im Meß- und Referenzzweig durch Eichung mit einem in bekannter Entfernung aufgestellten Meßobjekt (Zylinder) ermittelt.

In bestimmten Fällen ist es günstig, bewußt ein großes ΔL mit einer dispersionsfreien Verzögerungsleitung im Referenzzweig zu realisieren, und zwar dann, wenn der Abstand zwischen Apertur und Objektverteilung groß wird. In dem Fall läßt sich mit entsprechend groß gewähltem ΔL erreichen, daß der

Absolutwert von $\frac{d\varphi_0(f)}{df}$ bei offenem Meßkreis klein ist.

Dabei ist mit "offener Meßkreis" der Fall gemeint, bei dem das Sendesignal über das Meßobjekt zum Empfänger gelangt. Ist f eine Funktion der Zeit, können bei größeren Objektentfernungen mit solchen Verzögerungsleitungen Empfänger eingesetzt werden, die auf eine Zwischenfrequenz $f_Z = 0$ heruntermischen, ohne daß die Zwischenfrequenzbandbreite vergrößert werden muß (vergleiche Kap. 3.5).

Die Phasen- und Amplitudeninformation wird in Form von Real- und Imaginärteil eines komplexen Zeigers auf zwei Analog-Digitalwandler gegeben. Ein digitaler Zähler mißt die Signalfrequenz. Eine zentrale Steuereinheit sorgt dafür, daß Amplitude, Phase und Frequenz gleichzeitig gemessen und nacheinander auf einen Lochstreifen geschrieben werden. Nach beendeter Messung erhält der Generator den Befehl, die nächste Frequenz einzustellen und der Meßvorgang beginnt von neuem. Nachdem die Empfangssignale bei einer vorgegebenen Anzahl SF Frequenzen auf diese Weise gemessen und festgehalten wurden, wird das Empfangshorn an eine andere Stelle x_{aj} der Apertur gefahren und die Messung wiederholt.

Ein Flußdiagramm des Rekonstruktionsprogramms ist im Anhang A1 beschrieben.

5.2 Experimentelle Untersuchung des Auflösungsvermögens

Im folgenden soll zunächst die Auflösbarkeit (Bild 3.2) zweier nahe beieinander stehender Streuzentren experimentell untersucht werden. Die sich theoretisch ergebenden Auflösungsgrenzen $\Delta_{\text{azimuthal}}$ bzw. Δ_{radial} zweier Streuzentren sind im Anhang A2 abgeleitet und im Kapitel 3 diskutiert worden. Danach ergibt sich für $\Delta_{\text{azimuthal}}$ und Δ_{radial}

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{azimuthal}} &= 0,87 \cdot \delta_{\text{azimuthal}}^N = 0,87 \frac{z_n \lambda_0}{D} \\ \Delta_{\text{radial}} &= K_0(f_0, z_n) \delta_{\text{radial}}^N = K_0(f_0, z_n) \frac{c_0}{2\Delta f} \end{aligned} \quad (502)$$

Die Ergebnisse sind allerdings lediglich auf elektromagnetisch entkoppelte Streuzentren anwendbar, d.h. auf Streuzentren, bei denen Mehrfachreflexionen vernachlässigt werden können. Das ist beispielsweise dann der Fall, wenn die Feldstärke einer mehrfach reflektierten Welle nur etwa 10% der direkt in die Apertur gestreuten Welle beträgt und im rekonstruierten Bild entsprechende Bildamplituden schon als Rauschen interpretiert werden. Befinden sich allerdings unter den abzubildenden Objekten solche, die von vorneherein mit sehr geringer Bildamplitude erscheinen würden, so sind die erwähnten Mehrfachreflexionen nicht mehr zu vernachlässigen. Generell läßt sich daher keine

eindeutige Grenze angeben, wann zwei Streuzentren noch als verkoppelt angesehen werden können und wann nicht.

Zunächst wird nun das azimuthale Auflösungsvermögen bei multifrequenter Abbildung experimentell untersucht. Dieses ist entsprechend den Ausführungen in Kap. 3.3 vorwiegend bestimmt durch die Mittenfrequenz f_0 bzw. die Wellenlänge λ_0 des Mikrowellensignals. Daher wird zunächst das azimuthale Auflösungsvermögen zweier Streuzentren bei monofrequenter Abbildung diskutiert und anschließend die Verbesserung durch multifrequente Abbildung gezielt an einem Beispiel gezeigt. Von zwei nebeneinander stehenden kreiszylindrischen Metallstäben wurden bei unterschiedlichem gegenseitigen Abstand d Hologramme bei einer Frequenz von 10 GHz aufgenommen und rekonstruiert. Der Durchmesser der Stäbe betrug 0,8 cm entsprechend $0,27 \lambda_0$. Die Objektebene befand sich in einem Abstand von 3,40 m vor der linearen Apertur, längs der die Feldverteilung nach Amplitude und Phase an 37 äquidistanten Stützpunkten über eine Gesamtlänge von 1,83 m gemessen wurde. Die Beleuchtungsantenne stand 0,8 m vom rechten Aperturende entfernt, etwa 0,5 m vor der Apertur. In Bild 5.2a ist zunächst die Rekonstruktion des Hologramms eines einzelnen Stabes wiedergegeben. Dabei sind vier verschiedene Schnelldrucker-Symbole zur Kennzeichnung der Bildamplitude gewählt worden, und zwar: $\boxplus$, *, : und weiß. Die Angabe "2,0 dB" bedeutet zum Beispiel, daß die Stellen, die im rekonstruierten Bild mit " $\boxplus$ " gekennzeichnet sind, höchstens 2,0 dB unter dem größten Bildamplitudenwert liegen, die mit "*" gekennzeichneten Stellen zwischen 2 und 4 dB, usw.. Die Bildbereichsangaben beziehen sich auf das linke Ende der linearen Apertur (Bild 5.1). Die Rekonstruktion des Hologramms eines einzelnen Zylinders liefert eine Amplitudenverteilung, wie sie auch schon in Bild 3.2a theoretisch berechnet dargestellt ist. Es ergibt sich ein in azimuthaler Richtung scharf begrenztes, in radialer Richtung langgestrecktes flaches Maximum als Mikrowellenbild des Stabes. Abweichend von $z = z_n$, also außerhalb der Objektebene verbreitert sich das Maximum, fällt allerdings in der Amplitude nur langsam ab. In den Bildern 5.2b-f sind Rekonstruktionen von Hologrammen zweier nahe benachbarter Stäbe mit jeweils unterschiedlichem gegenseitigem Abstand abgebildet. Dabei macht es in Bild 5.2b den Eindruck, als könnten beide Stäbe schon getrennt aufgelöst werden. Allerdings ergibt sich der seitliche Abstand der beiden Hauptmaxima in Bild 5.2b zu $\Delta x = 8,0$ cm, während der tatsächliche Abstand beider Stäbe nur 2,5 cm betrug. Außerdem ist die Amplitude des rechten Maximums wesentlich geringer als die des linken.

Bei der speziellen geometrischen Anordnung von Sende- und Empfangsapertur, sowie bei der vorgegebenen Objektentfernung der beiden Stäbe, werden diese

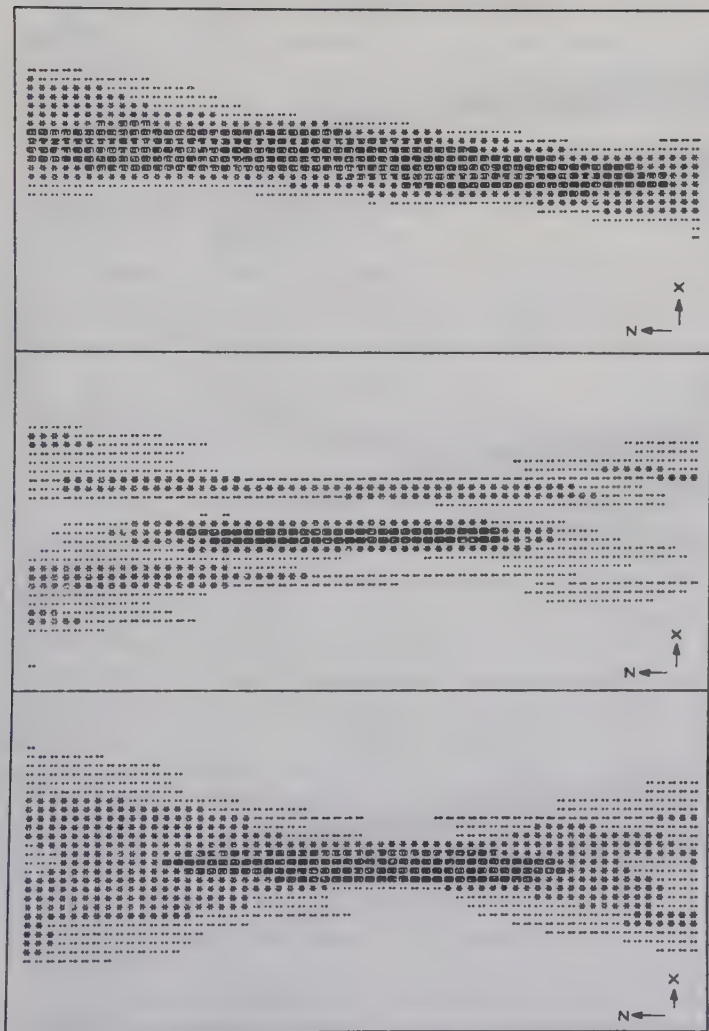


Bild 5.2a: Einzelner Stab

Helligkeitsabstufung: 2,0 dB

Bild 5.2: Zur experimentellen Untersuchung des Auflösungsvermögens zweier nahe benachbarter Stangen bei Abbildung mit nur einer Signalfrequenz. $f_0 = 10 \text{ GHz}$; Aperturbreite $D = 1,83 \text{ m}$;
Rekonstruktionsbereich: $0,8 \text{ m} \leq x \leq 1,5 \text{ m}$; $2,6 \text{ m} \leq z \leq 4,4 \text{ m}$.

Bild 5.2b: Zwei Stäbe

Stababstand: $d = \Delta x = 2,5 \text{ cm}$

Helligkeitsabstufung: 1,5 dB

Bild 5.2c: Zwei Stäbe

Stababstand: $d = \Delta x = 7,5 \text{ cm}$

Helligkeitsabstufung: 1,5 dB

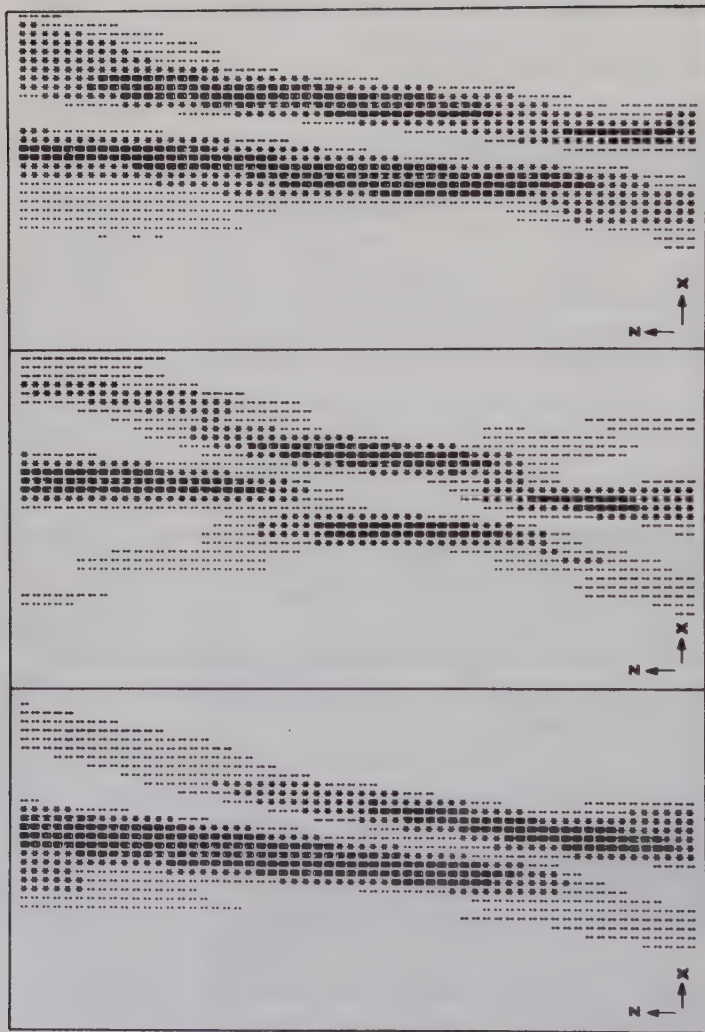


Bild 5.2d: Zwei Stäbe

Stababstand: $d=\Delta x=10$ cm
Helligkeitsabstufung: 1,5 dB

Bild 5.2e: Zwei Stäbe

Stababstand: $d=\Delta x=12,5$ cm
Helligkeitsabstufung: 1,5 dB

Bild 5.2f: Zwei Stäbe

Stababstand: $d=\Delta x=15$ cm
Helligkeitsabstufung: 1,5 dB

Bild 5.2: Zur experimentellen Untersuchung des Auflösungsvermögens zweier nahe benachbarter Stangen bei Abbildung mit nur einer Signalfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m; Rekonstruktionsbereich: $0,5 \text{ m} \leq x \leq 1,4 \text{ m}$; $2,6 \text{ m} \leq z \leq 4,4 \text{ m}$.

bei 2,5 cm Abstand gerade annähernd gegenphasig beleuchtet, so daß auch die beiden von ihnen gestreuten Wellen gegenphasig sind ($\phi = 180^\circ$) und somit (vergl. Anhang A2 und Kapitel 3.3) beide getrennt auflösbar sind, der Abstand der Stäbe allerdings gegenüber den tatsächlichen Verhältnissen im rekonstruierten Bild wesentlich zu groß erscheint. Die unterschiedliche Bildamplitude kann durch Abschattungseffekte erklärt werden. Würden sich die beiden Stäbe elektromagnetisch nicht gegenseitig beeinflussen, d.h., es könnten Mehrfachreflexionen vernachlässigt werden, so müßte die in Bild 5.2b gezeigte Helligkeitsverteilung annähernd symmetrisch sein, auch bei der stark unsymmetrischen Mikrowellenbeleuchtung (siehe Bild 5.1). Die auch in Bild 5.2a feststellbare leichte Unsymmetrie rührt von der unsymmetrischen Aufstellung des Stabes bezüglich der Empfangsypertur her.

Bei dem vorgegebenen Objektebenenabstand von 3,40 m von der Apertur, einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 3$ cm und einer Aperturbreite $D = 1,83$ m ergibt sich $\delta_{azimuthal}^N$ zu

$$\delta_{azimuthal}^N = 5,57 \text{ cm} \quad (503)$$

und die Auflösbarkeitsgrenze $\Delta_{azimuthal}$ im ungünstigsten Fall zu

$$\Delta_{azimuthal} = 7,59 \text{ cm} = 1,36 \cdot \delta_{azimuthal}^N \quad (504)$$

Die Rekonstruktion für den Fall $d = 7,5 \text{ cm} \approx \Delta_{azimuthal}$ zeigt Bild 5.2c. Es ergibt sich ein einziges breites Maximum und die beiden Stäbe können noch nicht getrennt aufgelöst werden. Bei $d = 10 \text{ cm} > \Delta_{azimuthal}$ (Bild 5.2d) sind beide Stäbe einwandfrei auflösbar, allerdings sind die Maxima in axialer Richtung verschoben. Dies läßt sich folgendermaßen erklären: Außerhalb der Objektebene $z = z_n$ verbreitern sich die Maxima und fallen in der Amplitude mit wachsendem $dz = |z - z_n|$ langsam ab. Während sie allerdings in der Objektebene noch scharf getrennt sind, überlagern sie sich auf Grund der Verbreiterung außerhalb der Objektebene teilweise und erreichen dabei zusammen bei geringem Abstand d der Stäbe gegebenenfalls sogar größere Bildamplitudenwerte als jedes Maximum für sich alleine in der Objektebene. Dadurch wird das Bild in axialer Richtung verzerrt. Besonders verdeutlicht dies der Fall in Bild 5.2e, in dem durch den soeben beschriebenen Effekt sekundäre Bilder vor und hinter der Objektebene vorgetäuscht werden. In diesem Fall ist das entscheidende Kriterium für die tatsächliche Lage der Stäbe die Schärfe der Begrenzung der Maxima. In Bild 5.2f schließlich sind die Stäbe soweit voneinander entfernt, daß nur noch zwei langgestreckte Maxima im Bild erscheinen. Bei multifrequenter Abbildung ergibt sich der Zusammenhang zwischen $\Delta_{azimuthal}$ und

$\delta_{\text{azimuthal}}^N$ nach Gl. (502). Analog zu Gl. (504) erhält man

$$\Delta_{\text{azimuthal}} = 4,84 \text{ cm} = 0,87 \delta_{\text{azimuthal}}^N \quad (505)$$

Bild 5.3 zeigt entsprechend Bild 5.2c die multifrequente Rekonstruktion. Die beiden Stäbe sind nun einwandfrei getrennt auflösbar, wobei jetzt auch ihre radiale Lage wesentlich genauer bestimmt werden kann.

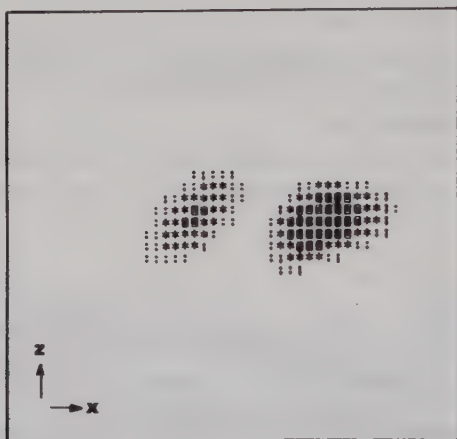


Bild 5.3: Multifrequente Abbildung zweier nahe benachbarter Stäbe
 Stangenabstand: $d=\Delta x=7,5 \text{ cm}$; Helligkeitsabstufung: 1,2 dB;
 Bandbreite $\Delta f=4 \text{ GHz}$; Mittenfrequenz $f_0=10 \text{ GHz}$;
 Aperturbreite = 1,83 m;
 Rekonstruktionsbereich: $0,95 \text{ m} \leq x \leq 1,28 \text{ m}$
 $3,52 \text{ m} \leq z \leq 3,78 \text{ m}$

In Kapitel 3.3 ergab sich für die radiale Auflösungsgrenze (Gl. 362)

$$\Delta_{\text{radial}} = \frac{1}{2} \Delta r_0 \cdot \frac{R}{Z} \quad (505)$$

Für $\frac{R}{Z}$ ergibt sich für den vorgegebenen Versuchsaufbau bei einer Objektentfernung $z = 3,40 \text{ m}$

$$\frac{R}{Z} \approx 1,1 \quad (506)$$

Bei einer Mittenfrequenz $f_0=10 \text{ GHz}$ und einem Frequenzhub von $\Delta f=4 \text{ GHz}$ erhält man $\frac{f_0}{\Delta f} = 2,5$. Dementsprechend läßt sich Δr_0 aus Bild A3-1 ablesen zu $\Delta r_0 = 9,25 \text{ cm}$. Mit Gl. (505) und (506) kann dann Δ_{radial} berechnet werden zu

$$\Delta_{\text{radial}} = \frac{1}{2} \cdot 9,25 \text{ cm} \cdot 1,1 = 5,08 \text{ cm} \quad (507)$$

Zur Untersuchung der radialen Auflösbarkeit zweier hintereinander stehender Stäbe wurden Hologramme bei 16 Frequenzen bei einem Frequenzhub von $\Delta f = 4 \text{ GHz}$ und einer Mittenfrequenz $f_0 = 10 \text{ GHz}$ bei unterschiedlichem Stababstand d aufgenommen und rekonstruiert. Bild 5.4a-c zeigt die Ergebnisse für drei verschiedene Abstände. Bild 5.4a zeigt entsprechend Bild 5.2b den Fall, bei dem die Stäbe in einem Abstand $d = 4 \text{ cm}$ auseinander stehen, der kleiner ist als die Auflösungsgrenze Δ_{radial} .

Aus der Umkehrung von Gl. (505) läßt sich Δr für diesen Fall berechnen, wenn für Δ_{radial} der Abstand d eingesetzt wird:

$$\Delta r = 2 \cdot \frac{Z}{R} \cdot d = 7,27 \text{ cm}$$

bzw.

$$\Delta r \cdot \Delta f = 7,27 \cdot 4 \text{ cm} \cdot \text{GHz} = 29,08 \text{ cm} \cdot \text{GHz} \quad (508)$$

Dem Diagramm in Bild A2-1 entnimmt man für diesen $\Delta r \cdot \Delta f$ -Wert für V_A den Wert 0,3, d.h., es erscheinen zwei Maxima im rekonstruierten Bild, allerdings nicht im Abstand d , sondern in einem größeren Abstand (vergl. Kapitel 3.3 bzw. Anhang A2). In Bild 5.4b ist der Abstand $d = 5 \text{ cm}$ also ungefähr gleich Δ_{radial} . Die Stäbe befinden sich im Abstand der Auflösungsgrenze und erscheinen entsprechend als ein einziges Maximum. Bei einem gegenseitigen Abstand von $d = 6 \text{ cm} \cdot \Delta_{\text{radial}}$ (Bild 5.4) sind sie beide einwandfrei getrennt auflösbar. Im $V_A / \Delta r \cdot \Delta f$ -Diagramm befinden wir uns in dem Fall bei

$$\Delta r \cdot \Delta f = 43,6 \text{ cm} \cdot \text{GHz} \quad (509)$$

und damit bei $V_A = 0,15$.

Die etwas geringere Bildamplitude des weiter entfernten Stabes erklärt sich durch die Abschattung durch den davor gelegenen Stab.

Es hat sich gezeigt, daß bei den gegebenen Einzelobjektanmessungen (Stangendurchmesser $d_s \leq \lambda_0/4$) Mehrfachreflexionen, die zwischen den einzelnen Stangen auftreten, vernachlässigt werden können, wenn diese sich in einem gegenseitigen Abstand $d > \delta^N$ (Bild 3.2 Auflösungszellenbreite) befinden. Dann können die in Kapitel 3 abgehandelte Theorie und die im Anhang A2 abgeleiteten Auflösbarkeitsgrenzen auf die Praxis angewendet werden, was sich im Experiment sehr gut bestätigt. Dabei ist zu beachten, daß Streuzentren, die zwischen abzubildenden Objekten und Beleuchtungsantenne liegen, diese abschatten können, so daß sie mit geringerer Amplitude als erwartet im rekonstruierten Bild erscheinen.

Bei $d_s \approx \frac{\lambda_0}{4}$ ist der Streuquerschnitt der metallischen Kreiszyylinder bei parallel zur Stabachse polarisiertem Sendesignal noch etwas größer als bei

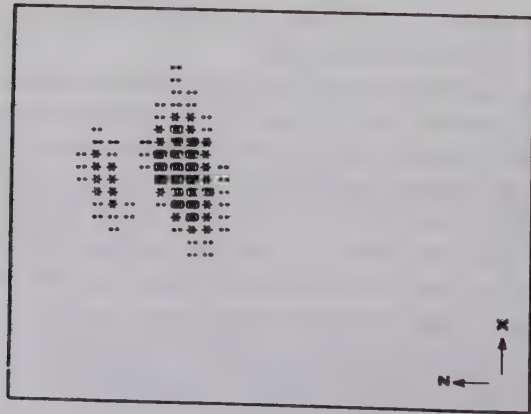


Bild 5.4a:

Stangenabstand: $d = \Delta z = 4$ cm

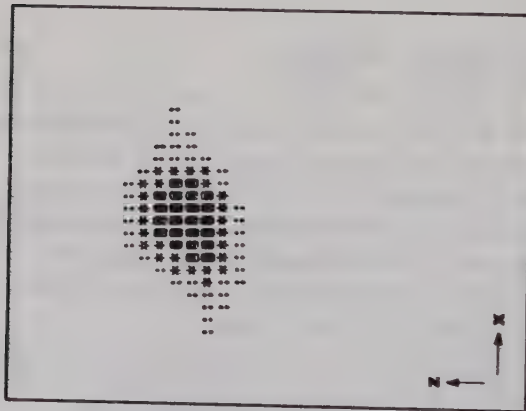


Bild 5.4b:

Stangenabstand: $d = \Delta z = 5$ cm

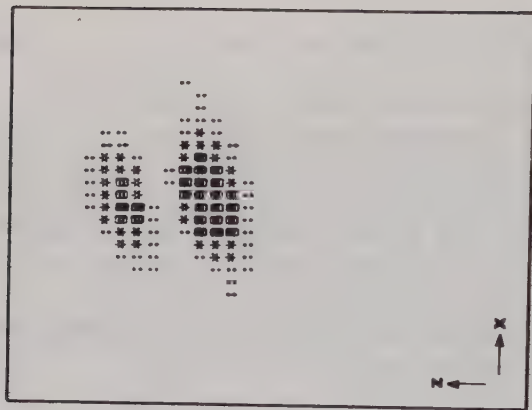


Bild 5.4c:

Stangenabstand: $d = \Delta z = 6$ cm

Bild 5.4: Zur experimentellen Untersuchung des radialen Auflösungsvermögens zweier hintereinander gelegener Stangen. Helligkeitsstufe: 1,5 dB; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz; Zahl der Signalfrequenzen $SF = 16$, Anzahl der Meßstellen in der Apertur $SX = 19$, Aperturbreite: $D = 1,83$ m; Rekonstruierter Bildbereich: $1,2 \text{ m} \leq x \leq 1,45 \text{ m}$; $3,14 \text{ m} \leq z \leq 3,73 \text{ m}$.

senkrecht zur Stabachse polarisierter Welle. Die den in den Bildern 5.2, 5.3 und 5.4 gezeigten Rekonstruktionen zugrunde liegenden Hologramme sind mit einer Polarisation der elektrischen Feldstärke parallel zur Stabachse aufgenommen. Bei dazu orthogonal polarisiertem Feld dürften die Abschattungseffekte in z.B. Bild 5.4 vergleichsweise geringer sein. Im nächsten Kapitel wird dieses Problem an einem speziellen Beispiel erläutert.

5.3 Einteilung der Objekte in Klassen mit typischen Beispielen

Zur experimentellen Untersuchung ist es sinnvoll, Objektklassen zu definieren, die jede für sich ganz charakteristische Eigenschaften bei einer Mikrowellenabbildung aufweisen, und somit die objektabhängigen Abbildungseigenschaften zu systematisieren. Dabei wollen wir uns zunächst nur auf solche Objekte beschränken, deren geometrische Berandung eine Funktion von nur zwei Koordinaten ist, bei dem in Bild 5.1 gewählten Koordinatensystem also von x und z , da Strukturänderungen in y -Richtung bei der eindimensionalen Apertur in Bild 5.1 nicht rekonstruiert werden können. Sie würden zusätzliche Fehler im rekonstruierten Bild hervorrufen, wie in Kapitel 5.3.4 noch näher gezeigt werden wird.

Die Einteilung der Objekte in Klassen bezieht sich nicht auf den Grundriß der Objekte, sondern auf die Gestaltung ihrer Oberfläche und auf Materialparameter. Um die charakteristischen Eigenschaften der verschiedenen Kategorien besser vergleichen zu können, wird als Objektgrundriß in allen Fällen der gleiche gewählt und zwar ein 90° -Winkel. Die Objekte sollen dabei in vier Klassen unterteilt werden und zwar:

- I. Punktförmige Objekte, bei denen die Objektoberfläche aus vielen einzelnen Streuzentren besteht, zwischen denen Mehrfachreflexionen vernachlässigbar sein sollen. Auf diese Gruppe von Objekten lassen sich die in Kapitel 3 und 4 abgeleiteten Theorien am erfolgreichsten anwenden. Im Falle der linearen Apertur werden im Experiment diese Objekte wie schon in Kapitel 5.2 durch dünne metallische Kreiszylinder realisiert, die in einem 90° -Winkel untereinander parallel gemäß Bild 5.5 aufgestellt sind und daher in einem Querschnitt parallel zur x - z -Ebene als Punkte erscheinen.
- II. Linienförmige Objekte, die eine glatte metallische Oberfläche besitzen. Ihr Grundriß wird im Querschnittsbild durch eine kontinuierliche Linie beschrieben. Im Experiment wird ein aus zwei ebenen Metallblechen hergestellter 90° -Winkel verwendet.

- III. Transparente Objekte, die aus rein dielektrischen Werkstoffen bestehen und daher an ihrer Oberfläche nur einen Teil der einfallenden Welle reflektieren, während ein Teil transmittiert wird. Sie würden daher im rekonstruierten Mikrowellenbild in Anwesenheit von Objekten der Klasse I und II mit vergleichsweise geringerer Bildamplitude erscheinen. Im Experiment wird diese Klasse durch einen 90° -Winkel aus zwei Holzbrettern vertreten.
- IV. Objekte, deren Oberfläche für die verwendeten Wellenlängen als rau erscheint, und die daher die Mikrowelle im Vergleich zu Objekten aus Klasse II nicht wie Spiegel reflektieren, sondern relativ gleichverteilt in alle Raumwinkel strahlen. Diese Objekte werden durch einen 90° -Winkel vertreten, der aus metallisierten unebenen Papierstrukturen hergestellt wurde.

Eine reale Objektszene besteht im allgemeinen aus Elementen aller vier Objektklassen, so daß für die Anwendung in der Praxis bezüglich Auflösung, Störabstand und Dynamik noch weit höhere Anforderungen an ein Abbildungssystem gestellt werden müßten, um möglichst viele Objektkenngrößen zu erfahren, als dieses im folgenden der Fall ist. Auf den Punkt komplexer Objektszenen wird daher in Kapitel 5.4 noch einmal näher eingegangen. Im folgenden werden zunächst an Hand der vier oben erwähnten Beispiele die grundlegenden Eigenschaften der einzelnen Objektklassen diskutiert.

5.3.1 Punktförmige Objekte

Als Versuchsobjekte dienen sieben metallische Kreiszylinder mit dem Durchmesser $d_s = 0,8 \text{ cm}$ und einer Länge von 2 m, die in Form eines gleichschenkligen 90° -Winkels aufgestellt sind. Der gegenseitige Abstand der Stäbe beträgt d .

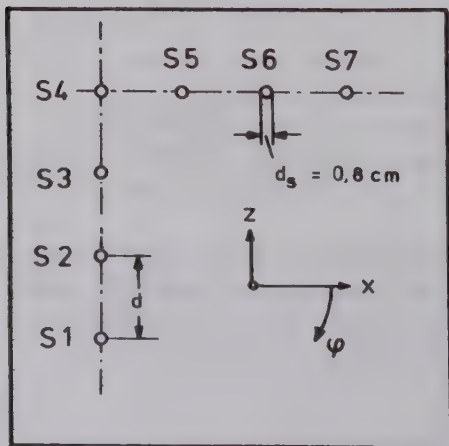


Bild 5.5: Bezeichnung und Lage der Stangen beim Vertreter der Klasse "Punktförmige Objekte"

Einen Querschnitt durch die quasi höhenunabhängige Objektanordnung zeigt Bild 5.5. Die Stangen sind mit $S1 \div S7$ bezeichnet. Die Richtung der z-Achse kennzeichnet die Lage der Anordnung bezüglich der Apertur (siehe Bild 5.1) Die Parameter, mit denen das Hologramm erstellt wurde, wie Anzahl der Apertur-Meßpunkte SX , der Meßfrequenzen SF , der Phasenquantisierungsstufen SQ_{φ} sowie die Angabe des Rekonstruktionsbereiches (der x- und z-Koordinaten) bezüglich des linken Endes der Apertur sind jeweils in der Bildunterschrift der jeweiligen Rekonstruktion zu finden.

Bild 5.6a zeigt für $d = 20$ cm die Rekonstruktion eines multifrequenten Hologramms. Die azimuthale Breite der Maxima ist etwas größer als die radiale, da die azimuthale Auflösungszelle bei den gegebenen Aufnahmeparametern größer ist als die radiale. Es fällt auf, daß die vier hintereinander stehenden Stangen $S1 \div S4$ mit einer geringeren Bildamplitude erscheinen als die übrigen drei, die nicht durch andere Stangen von Sender und Apertur abgeschattet sind.

Bild 5.6b zeigt die Rekonstruktion eines monofrequent erstellten Hologramms derselben Objektanordnung. Es sind lediglich vier in z-Richtung langgestreckte Maxima unterschiedlicher Amplitude zu erkennen, der größte Teil der Bildinformation ist durch das mangelhafte radiale Auflösungsvermögen verlorengegangen.

Bild 5.7 zeigt eine Rekonstruktion einer Aufnahme der Objektanordnung entsprechend Bild 5.5, nur um 45° gedreht. Es sind hier keine nennenswerten Abschattungseffekte mehr festzustellen. Der Grund dafür, daß der linke vordere Stab mit recht geringer Bildamplitude erscheint, liegt darin begründet, daß die verwendete Beleuchtungsantenne im Versuchsaufbau das Objektfeld nicht gleichmäßig ausgeleuchtet hat.

Sowohl in Bild 5.6a wie auch in Bild 5.7 sind alle Stangen einwandfrei zu erkennen und zu lokalisieren. Punktförmige stark reflektierende (z.B. metallische) Objekte mit genügend großem gegenseitigen Abstand verhalten sich bei multifrequenter Abbildung mit Mikrowellen problemlos.

Bild 5.8a und 5.8b zeigen Mikrowellenbilder der Objektanordnung nach Bild 5.5 mit $d = 10$ cm bzw. $d = 7,5$ cm. In Bild 5.8a sind noch alle Stangen getrennt auflösbar, wobei sich aber die Abschattung der Eck-Stange $S4$ schon deutlich bemerkbar macht. Bei einem Stangenabstand von $d = 7,5$ cm sind zwar die hintereinander stehenden Stangen noch gut auflösbar, abgesehen von starker Abschattung der hinteren Stangen $S3$ und $S4$, die Stangen $S4 \div S7$ allerdings nur noch teilweise. Die Stange $S7$ ist noch gerade getrennt erkennbar, während $S4 \div S6$ lediglich durch ein breites Maximum vertreten sind. Die im Kapitel 5.2 berechnete und gemessene Auflösungsgrenze von

$$\Delta_{\text{azimuthal}} \approx 5 \text{ cm}$$

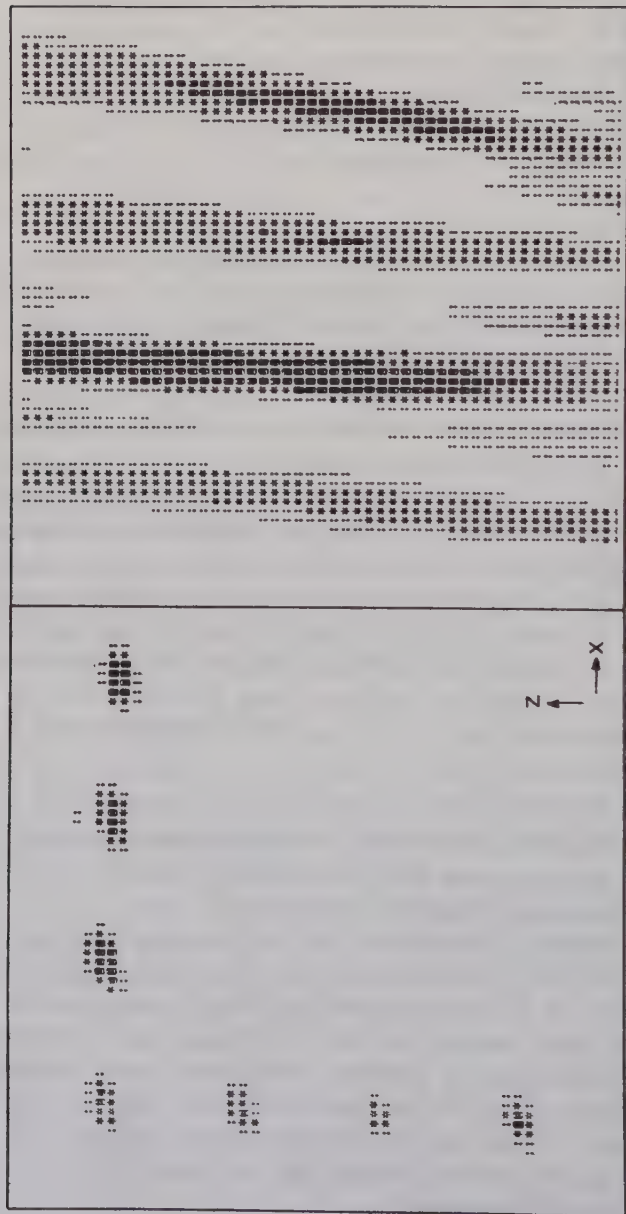


Bild 5.6a: Multifrequente Abbildung

Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz; Anzahl der Signalfrequenzen $SF = 32$

Bild 5.6b: Monofrequente Abbildung

Abbildungsfrequenz $f_0 = 10$ GHz

Bild 5.6: Vergleich der multifrequenten und monofrequenten Abbildung von 7 in einem 90°-Winkel aufgestellten Stangen. Stangendurchmesser $d_s = 0,8$ cm; Stangenabstand $d = 20$ cm; Rekonstruktionsbereich: $0,9 \text{ m} \leq x \leq 1,7 \text{ m}$; $3,2 \text{ m} \leq z \leq 4,05 \text{ m}$; Aperturbreite $D = 1,83 \text{ m}$ Heiligkeitsabstufung: 1,5 dB, $SQ_\phi = 50$

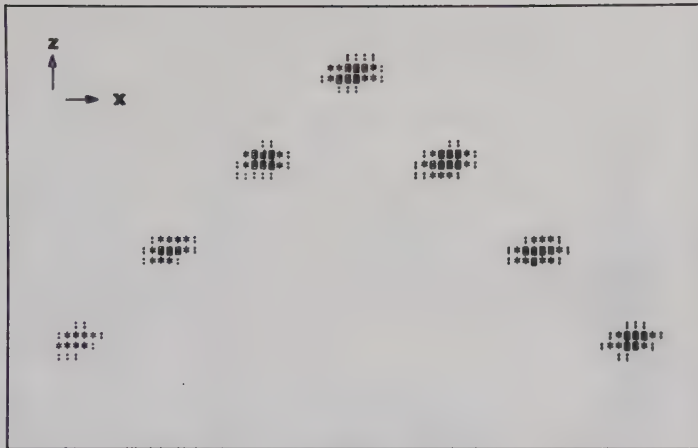


Bild 5.7: Multifrequente Abbildung von 7 in einem 90°-Winkel aufgestellten Stangen. Stangendurchmesser $d_s = 0,8$ cm; Stangenabstand = 20 cm, bei um 45° gedrehtem Objekt gegenüber der Lage in Bild 5.5 .

Helligkeitsabstufung 1,5 dB; $SQ_{\varphi} = 50$

Rekonstruktionsbereich: $0,85 \text{ m} \leq x \leq 1,92 \text{ m}$; $3,43 \text{ m} \leq z \leq 4,1 \text{ m}$

Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz; Aperturbreite = 1,83 m; $SX = 37$; $SF = 32$.

bei multifrequenter Abbildung ergab sich für den Fall zweier benachbarter Streuzentren bei sonst streuzentrenfreier Umgebung. Jetzt trägt die Stange S4 und S7 mit ihren im Mikrowellenbild vorhandenen Nebenzipfeln zur Bildamplitude zwischen S5 und S6 bei, so daß sich hier kein Minimum mehr ergibt und die Stangen nicht mehr getrennt aufgelöst werden können. S7 ist noch auflösbar, da rechts von S7 keine weitere Stange mehr steht. Das Auflösungsvermögen des Mikrowellenbildes einer realen komplexen Objektanordnung ist daher im allgemeinen schlechter als das in Kapitel 5.2 diskutierte einzelner Streuzentren und gegebenenfalls abhängig vom Aspektwinkel.

Bild 5.9 zeigt die gleiche Objektanordnung wie in Bild 5.8a nur unter 45° gegenüber der z-Achse gedreht. Die Stangen S1 ÷ S4 sind im Gegensatz zu Bild 5.8a nicht mehr alle getrennt auflösbar. Auffallend ist die starke Bildamplitude im Bereich der Stange S3.

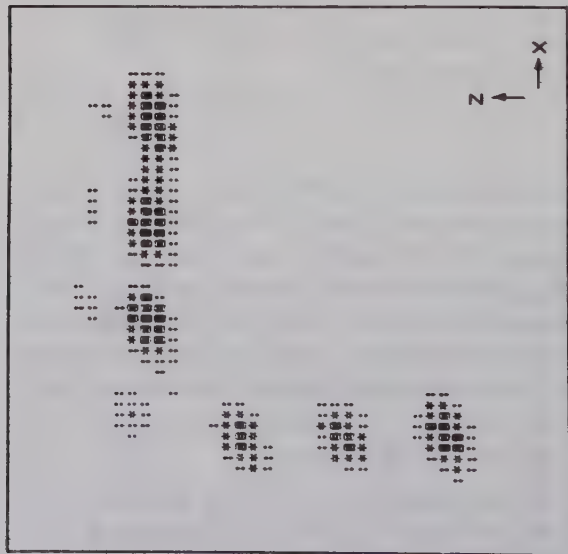


Bild 5.8a

Stangenabstand $d = 10$ cm

$0,93 \text{ m} \leq x \leq 1,47 \text{ m}$; $3,51 \text{ m} \leq z \leq 4,05 \text{ m}$

Bild 5.8: Multifrequente Abbildung von 7 in einem 90° -Winkel aufgestellten Stangen bei verschiedenen Stangenabständen;

Stangendurchmesser $d_s = 0,8$ cm; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m; $SX = 37$, $SF = 32$; Helligkeitsstufe 1,5 dB, $SQ_\phi = 50$

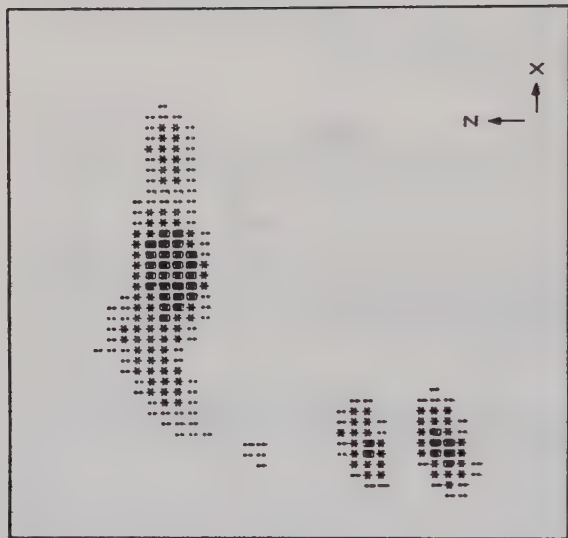


Bild 5.8b

Stangenabstand $d = 7,5$ cm

$1,07 \text{ m} \leq x \leq 1,50 \text{ m}$; $3,5 \text{ m} \leq z \leq 4,05 \text{ m}$

Während in Bild 5.6a und 5.7 die Welle, die nach Mehrfachreflexionen an den einzelnen Streuzentren in die Apertur gelangt, in ihrer Amplitude gegenüber direkt gestreuten Wellen vernachlässigbar ist und somit auch nicht im rekonstruierten Bild erscheint, gelangt nun eine Welle, die an den Stangen S6, S7 gestreut wird, über die Stangen S1 und S2 als sekundäre Streuzentren zurück in die Apertur. Der zwischen den beiden Reflexionen zurückgelegte Weg wirkt sich bei der Rekonstruktion in einer Verschiebung in z-Richtung aus, so daß der Beitrag dieser Welle im rekonstruierten Bild von der Apertur weiter entfernt, bei dem speziellen Beispiel bei der Stange S3, erscheint. Das unsymmetrische Auftreten des Effektes liegt begründet in der unsymmetrischen Aufstellung der Beleuchtungsantenne. Auf das Zustandekommen solcher durch Mehrfachreflexionen hervorgerufenen Spiegelbilder wird in Kapitel 5.3.2 genauer eingegangen.

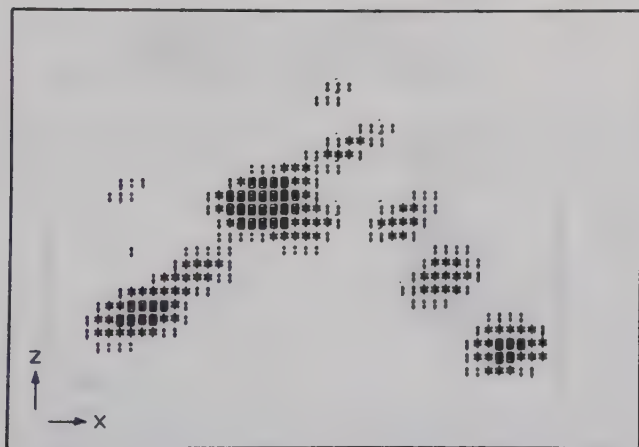


Bild 5.9: Multifrequente Abbildung von 7 in einem 90°-Winkel aufgestellten Stange (unter 45° gegenüber Bild 5.8a gedreht).

Stangendurchmesser $d_s = 0,8$ cm; Stangenabstand $d = 10$ cm;
 Helligkeitsstufe 2,0 dB;
 Rekonstruktionsbereich: $1,08 \text{ m} \leq x \leq 1,62 \text{ m}$; $3,68 \text{ m} \leq z \leq 4,05 \text{ m}$;
 Mittenfrequenz: $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz,
 Aperturbreite $D = 1,83$ m; $SX = 37$, $SF = 32$ m $SQ_0 = 50$.

Die bisher diskutierten Abbildungen sind mit einer vertikal polarisierten Beleuchtungswelle (vertikale Komponente des elektrischen Feldes) entstanden. Betrachten wir daraufhin noch einmal Bild 5.8b, so fällt auf, daß bei diesem Polarisationszustand der Welle die von den Stangen S1 ÷ S4 weiter hinten

von der Apertur durch S1 und S2 stark abgeschirmt sind. Der Streuquerschnitt einer einzelnen Stange ist bei der gegebenen Polarisierung noch relativ groß, so daß durch die abschirmende Wirkung von S1 und S2 vom Sender nur noch ein recht geringer Teil die Stäbe S3 und S4 erreicht und ebenso der in die Apertur gelangende gebeugte Teil der Beleuchtungswelle sehr gering ist. Nach [10] ist zu erwarten, daß bei horizontaler Polarisierung die Abschattung wegen des kleineren Streuquerschnitts einer einzelnen Stange in diesem Fall wesentlich geringer ist. Bild 5.10 zeigt entsprechend Bild 5.8b (Stangenabstand $d = 7,5 \text{ cm}$) die Rekonstruktion eines Hologramms, aufgenommen mit einem horizontal polarisierten Sendesignal. Die Stangen S1 ÷ S4 erscheinen im Mikrowellenbild jetzt alle mit nahezu gleicher Bildamplitude.

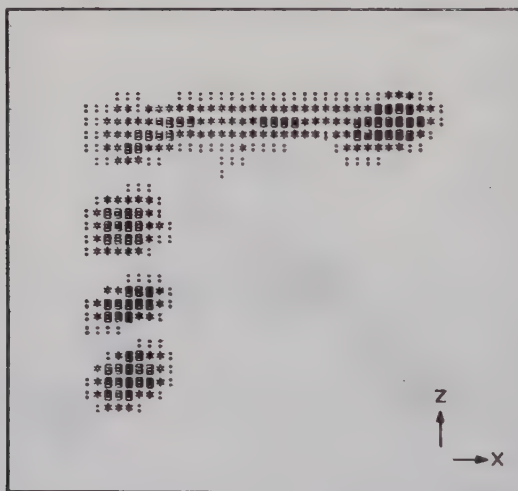


Bild 5.10: Wie Bild 5.8b, nur : horizontal polarisiertes Sendesignal (E_x nach Bild 5.1);

Rekonstruktionsbereich: $1,07 \text{ m} \leq x \leq 1,5 \text{ m}$; $3,5 \text{ m} \leq z \leq 3,89 \text{ m}$.

5.3.2 Linienförmige Objekte

Bild 5.11 zeigt den Querschnitt durch den im Experiment untersuchten 90°-Winkel aus Aluminiumblech. Wie schon in [86] beschrieben, ist die Abbildung solcher ebener Objektstrukturen mit Mikrowellen recht problematisch, da sie sich in diesem Wellenlängenbereich wie Spiegel verhalten und daher nur die Kanten im Mikrowellenbild erscheinen, bzw. bei direkter Reflexion in die Apertur die Beiträge anderer Streuzentren überdeckt werden.

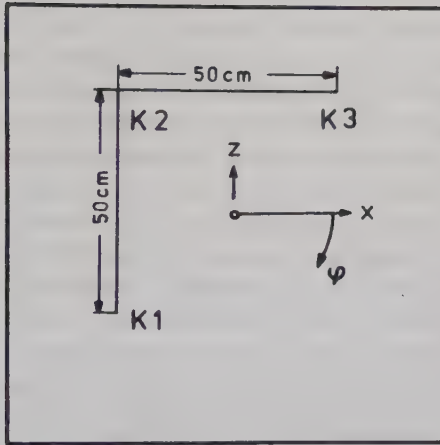


Bild 5.11: Bezeichnung und Lage des 90°-Winkels.

Bild 5.12 zeigt das Mikrowellenbild des in Bild 5.11 dargestellten Winkels bei vertikaler Polarisation der Beleuchtungswelle.

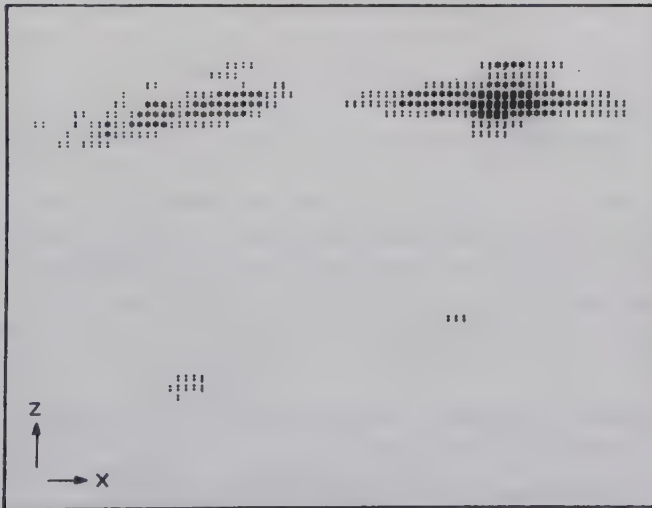


Bild 5.12: Multifrequente Abbildung des Metallwinkels, Lage $\square$, $\varphi = 0^\circ$

Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m; Helligkeitsabstufung 3,0 dB; $SX = 37$; $SF = 32$, $SQ_\varphi = 50$,
Rekonstruktionsbereich: $0,83 \text{ m} \leq x \leq 1,9 \text{ m}$; $3,15 \text{ m} \leq z \leq 4,0 \text{ m}$.

Während der zur Apertur parallele Winkelschenkel durch die beiden breiten Maxima in der Rekonstruktion noch recht deutlich zu erkennen ist, ist von dem anderen Schenkel nur die Kante K1 (siehe Bild 5.11) mit vergleichbar geringer Bildamplitude zu sehen. Der Grund dafür ist, daß ein Teil der vom Sender abgestrahlten Beleuchtungswelle bei dem speziellen Aspektwinkel vom Schenkel K2-K3 direkt in die Apertur reflektiert wird und damit den vom Schenkel K1-K2 bzw. der Kante K1 stammenden Beitrag größtenteils überdeckt. K1 wäre bei horizontal polarisiertem Sendesignal bei der geringen Dicke der Aluminiumplatte von nur 1,5 mm nicht zu sehen. Die Kante K2 erscheint mit wesentlich geringerer Amplitude als K3. Theoretisch dürfte sie überhaupt nicht sichtbar sein, da bei einem 90° -Winkel an der ideal scharfen Innenkante keine Beugungseffekte auftreten. Daß K2 dennoch sichtbar ist, liegt an dem endlichen Krümmungsradius des Aluminiumbleches in der 90° -Biegung. Im vorderen rechten Teil der Rekonstruktion ist ein schwaches Maximum zu erkennen, das auf einer ungünstigen Überlagerung von Nebenzipfeln beruht, die bei der gewählten großen Helligkeitsabstufung von 3,0 dB schon sichtbar wird.

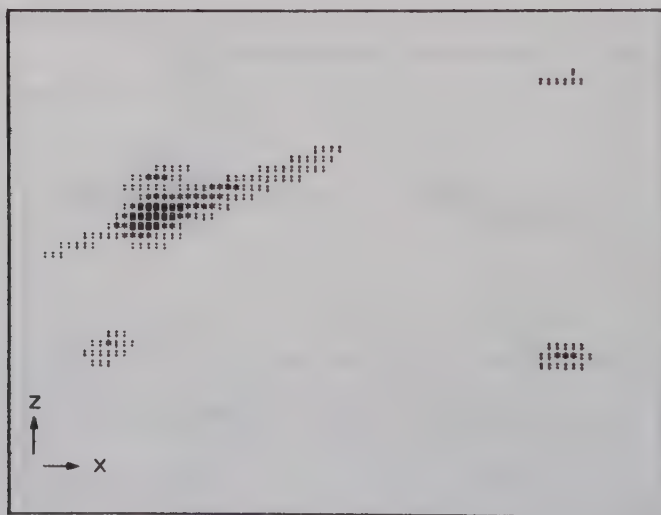


Bild 5.13: Multifrequente Abbildung des Metallwinkels.

Lage: $\angle$, $\varphi = 45^\circ$

Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz;

Aperturbreite $D = 1,83$ m; Helligkeitsabstufung: 3,0 dB;

SX = 37; SF = 32, $SQ_\varphi = 50$;

Rekonstruktionsbereich: $0,83 \text{ m} \leq x \leq 1,9 \text{ m}$; $3,14 \text{ m} \leq z \leq 4,0 \text{ m}$.

Bild 5.13 zeigt das Mikrowellenbild der gleichen Objektanordnung, allerdings um 45° gegenüber der z-Achse gedreht. Besonders auffallend ist das ausgeprägte Maximum an einer in Wirklichkeit "objektfreien" Stelle. Vom Winkel selber erkennt man lediglich die beiden Kanten K1 und K3, vertreten durch die beiden vorderen Maxima. Die Kante K2, die am rechten Ende des ausgeprägten Maximums liegt, ist nicht zu sehen. Zur Deutung des breitgezogenen Maximums sowie des Geisterbildes in der rechten oberen Bildecke von Bild 5.13 betrachten wir die Bilder 5.14a und 5.14b. Sie zeigen maßstabgerecht die Lage der Apertur, des Senders und des 90° -Winkels zueinander. Ein 90° -Winkel hat die Eigenschaft, strahlenoptisch betrachtet, jeden aus einem bestimmten Winkelbereich senkrecht zur Längsachse einfallenden Strahl durch zweifache Reflexion räumlich versetzt parallel zurückzuwerfen.

Während in Bild 5.12 Wellenzüge nach einmaliger Reflexion an dem Winkelschenkel K2-K3 direkt in die Empfangsapertur gelangen können, ist eine direkte Reflexion der Beleuchtungswelle in die Empfangsapertur bei dem geänderten Aspektwinkel in Bild 5.14a,b nicht mehr möglich. Die nun nur noch durch Beugungseffekte an den Kanten K1, K3 und K2 hervorgerufene Feldstärkeverteilung in der Apertur hat daher eine relativ geringe Amplitude und bestimmt im wesentlichen das rekonstruierte Bild, da sie von direkten Reflexionen nicht mehr überdeckt wird. Das breitgezogene Maximum in Bild 5.13 läßt sich mit Hilfe von Bild 5.14a erklären. Wir betrachten zunächst nur den Fall eines monofrequenten Sendesignals. Die an der Kante K3 gestreute Welle wird zum Teil an dem Schenkel K1-K2 reflektiert und gelangt in die Empfangsapertur (schraffiertes Wellenfeld). Von der Apertur aus gesehen erscheint ein reelles Bild des Streuzentrums K3 bei Punkt B. Als Mikrowellenbild ergäbe sich ein in z-Richtung langgestrecktes Maximum, das in azimuthaler Richtung bei B seine geringste Ausdehnung hätte. Da allerdings bei der speziellen geometrischen Anordnung nur ein Ausschnitt der Empfangsapertur die scheinbar von B ausgehende Welle empfängt, ist die für die azimuthale Auflösung von B wirk-same Aperturbreite nur D_{eff} , so daß das Mikrowellenbild von K3 bei B breiter erscheint als das direkte von K3.

Bei multifrequenter Abbildung, wie in Bild 5.13, wird bei der Rekonstruktion die Entfernungsinformation in den Hologramm-Meßdaten so ausgewertet, daß der von der Welle vom Sender zum vorgetäuschten Objekt und zurück in die Apertur scheinbar zurückgelegte Weg gleich dem Weg angenommen wird, den die Welle vom Sender über die Kante K3 den Schenkel K1-K2 bis in die Apertur tatsächlich zurückgelegt hat. Unter dieser Bedingung hat die Bildamplitude in z-Richtung ein Maximum.

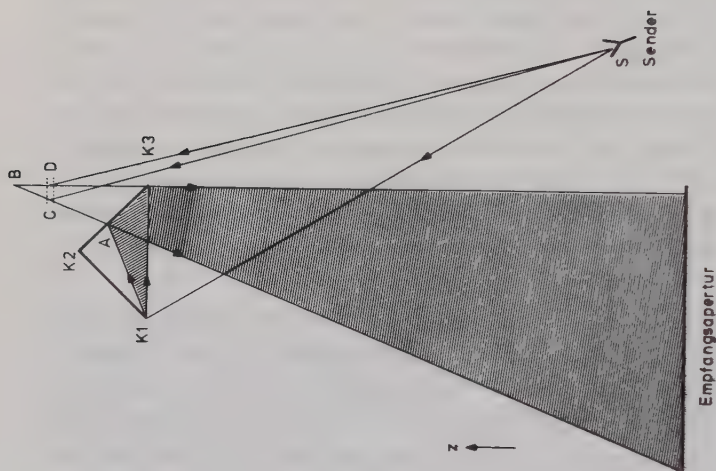


Bild 5.14b

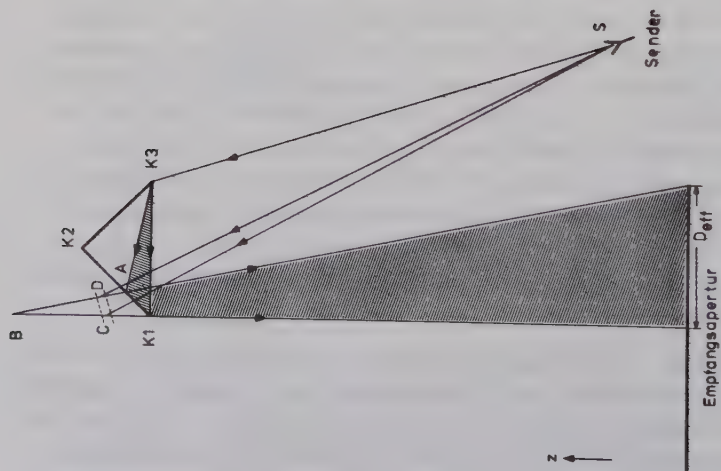


Bild 5.14a

Bild 5.14: Zur Erklärung der Mehrfachreflexionen und dadurch verursachten Spiegelbilder.

Sie ist für den Punkt B nicht erfüllt. Für die beiden in Bild 5.14a eingetragenen Randstrahlen S-K3-A-Apertur und S-K3-K1-Apertur ergibt sich z.B. der äquivalente Weg zu S-D-Apertur und S-C-Apertur. Somit erscheint daher nicht Punkt B im Mikrowellenbild, sondern ein Ausschnitt des in z-Richtung bei monofrequenter Abbildung langgestreckten Maximums bei C-D (vergleiche Bild 5.2a).

Die große azimuthale Breite des Maximums erklärt sich einerseits durch die geringe effektive Aperturbreite D_{eff} , andererseits dadurch, daß außerhalb der Bildebene bei B abgebildet wird.

Das Geisterbild in der rechten oberen Bildecke von Bild 5.13 läßt sich ganz analog interpretieren. Der entsprechende Strahlengang ist in Bild 5.14b eingezeichnet. In diesem Fall wird die gesamte Empfangsapertur bei der Abbildung wirksam, so daß $D_{\text{eff}} \approx D$ ist und das Spiegelbild der Kante K1 bei B ähnlich scharf erscheint wie das eigentliche Mikrowellenbild von K1.

Die unterschiedlichen Bildamplituden haben zum Teil ihre Ursache in einer ungleichmäßigen Ausleuchtung des Objektfeldes durch die Sendeantenne. Der Hauptgrund für die starke Betonung des Spiegelbildes der Kante K3 ist folgender: Der Teil der an der Kante K3 gestreuten Beleuchtungsquelle, der zum Schenkel K1-K2 gelangt, weicht nur mit einem relativ kleinen Winkel von der Ausbreitungsrichtung der ungestörten Beleuchtungsquelle ab. Wir haben es vorwiegend mit Vorwärtsstreuung an der metallischen Kante K3 zu tun, die (z.B. nach [10] bei vertikaler Polarisierung wesentlich stärker ist als die Rückwärtsstreuung bei der direkten Abbildung der Kanten K1 und K3 sowie in Bild 5.14b bei der Entstehung des Geisterbildes von K1.

Bild 5.15 zeigt den 90°-Winkel unter einem gegenüber Bild 5.5 um - 135° gedrehten Aspektwinkel. Die Kante K2 liegt also der Apertur am nächsten. Es ist nun hauptsächlich die vordere Kante K2 zu erkennen. Um die rechte hintere Kante (K1) noch erkennen zu können, mußten 4dB-Helligkeitsstufen gewählt werden. An den Kanten K1 und K3 gestreute Wellen müssen, um in die Empfangsapertur zu gelangen, sich bei der speziellen Geometrie nahezu parallel zu den metallischen Schenkeloberflächen K1-K2 bzw. K3-K2 ausbreiten.

Wegen der Forderung, daß die tangential elektrische Feldstärke auf der metallischen Oberfläche null ist, verschwindet die Strahlungsdichte der von den Kanten K1 und K3 abgestrahlten Wellen in Schenkelrichtung, so daß die Kante K1 bei dem gegebenen Aspektwinkel nur mit einem sehr geringen Feldstärkebeitrag in der Apertur erscheint, während K3 überhaupt nicht in der Rekonstruktion zu sehen ist, da sie bezüglich der Beleuchtungsquelle noch ungünstiger liegt als K1 (Bild 5.14).

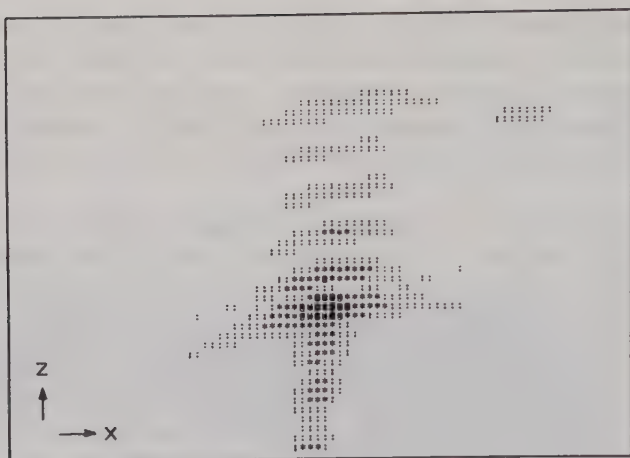


Bild 5.15: Multifrequente Abbildung des Metallwinkels

Lage: $\angle$, $\varphi = -135^\circ$

Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz;

Aperturbreite $D = 1,83$ m;

Helligkeitsabstufung 4,0 dB, $SX = 37$, $SF = 32$, $SQ_\varphi = 50$

Rekonstruktionsbereich: $0,83 \text{ m} \leq x \leq 1,92 \text{ m}$; $3,1 \text{ m} \leq z \leq 3,88 \text{ m}$.

Die radialen Nebenzipfel des Bildes der Kante K2 bei der gewählten Helligkeitsabstufung sind gleichermaßen stark sichtbar wie die Kante K1.

Bild 5.16 zeigt unter einem Aspektwinkel $\varphi = 50^\circ$ die Mikrowellenabbildung bei Beleuchtung mit einer horizontal polarisierten Welle. Zunächst ist zu erkennen, daß die Kante K2 getrennt auflösbar ist, ein Zeichen dafür, daß die Objektkante K2 nicht ideal scharf ist, sondern einen endlichen Krümmungsradius aufweist, wie auch im Bild 5.15 und 5.12.

Wie in Bild 5.13 dominieren die Geisterbilder der Kanten K1 und K3. Bei dem gegenüber Bild 5.13 um 5° veränderten Aspektwinkel haben sich die Verhältnisse bezüglich D_{eff} umgekehrt, so daß nun das Spiegelbild von K3 (siehe Bild 5.14b) schärfer begrenzt ist als das von K1. Durch die horizontale Polarisation ist jetzt die Amplitude der von K3 ausgehenden Beugungswelle im Vergleich zu der von K1 ausgehenden recht gering /10/. Daß das Spiegelbild von K3 dennoch mit relativ starker Amplitude vertreten ist, liegt daran, daß die bei der Abbildung maßgebliche effektive Empfangsapertur vergleichsweise groß ist zu D_{eff} bei der Abbildung des Spiegelbildes von K1.

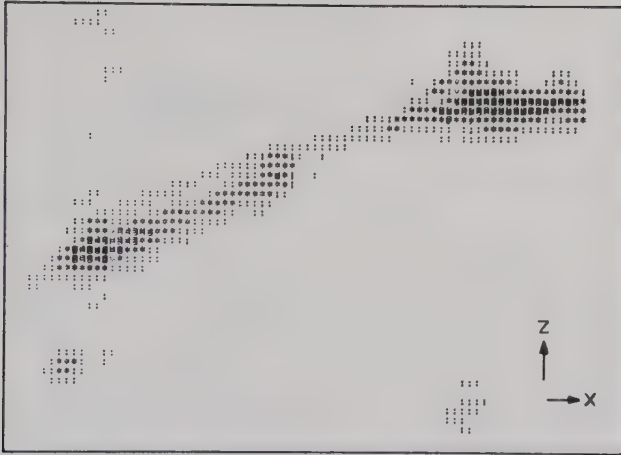


Bild 5.16: Multifrequente Abbildung des Metallwinkels.

Lage: , $\varphi = 50^\circ$, horizontal polarisiertes Sendesignal

Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4$ GHz;

Aperturbreite $D = 1,83$ m.

Helligkeitsabstufung 3,0 dB; $SX = 37$, $SF = 32$, $SQ_\varphi = 50$.

Rekonstruktionsbereich: $0,9 \text{ m} \leq x \leq 2,0 \text{ m}$; $2,9 \text{ m} \leq z \leq 3,68 \text{ m}$.

Es hat sich gezeigt, daß bei der Abbildung von Objekten mit ebenen Oberflächen der Aspektwinkel eine entscheidende Rolle spielt. Unter ungünstigen Umständen werden durch Mehrfachreflexionen Spiegelbilder erzeugt, die erheblich stärker im rekonstruierten Bild erscheinen können als die Objektkontur direkt und die gegebenenfalls abhängig sind von der Polarisation des Sendesignals. Die sich ergebenden Mikrowellenabbildungen lassen sich durch Kombination strahlenoptischer und beugungstheoretischer Betrachtungsweise deuten, wobei allerdings bei multifrequenter Abbildung die elektrischen Weglängen bei der Verfolgung der Strahlengänge und der Deutung des Mikrowellenbildes berücksichtigt werden muß.

5.3.3 Transparente Objekte

Die in Kapitel 5.3.2 durchgeführten Experimente wurden wiederholt mit einem 90° -Winkel aus Holz. Bild 5.17 zeigt analog zu Bild 5.12 das Mikrowellenbild des Holzwinkels. Während sich die Umrisse der Abbildung mit denen in Bild 5.12 annähernd decken, erscheint allerdings die Kante K2 (Bild 5.10) des Holzwinkels mit relativ stärkerer Amplitude und in azimuthaler Richtung

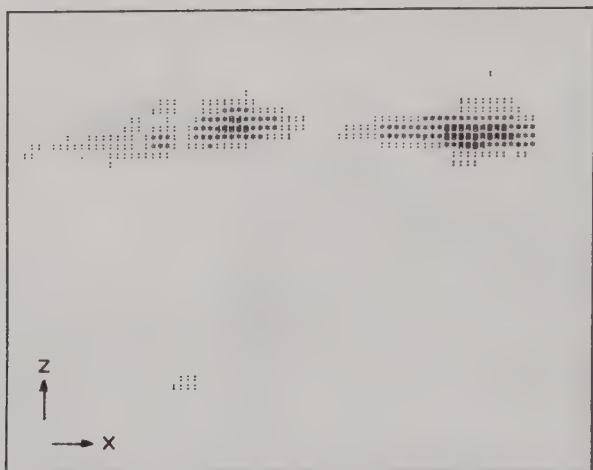


Bild 5.17: Multifrequente Abbildung des Holzwinkels.

Lage: $\square$, $\varphi = 0^\circ$

Helligkeitsabstufung 3,0 dB; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz;
Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m; $SX = 37$, $SF = 32$,
 $SQ_\varphi = 50$; Rekonstruktionsbereich: $0,9 \text{ m} \leq x \leq 1,97 \text{ m}$; $3,2 \text{ m} \leq z \leq 4,05 \text{ m}$.

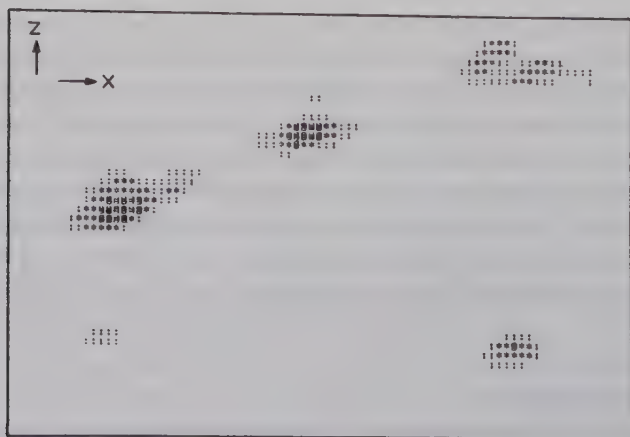


Bild 5.18: Multifrequente Abbildung des Holzwinkels.

Lage: $\triangle$, $\varphi = 45^\circ$

Helligkeitsabstufung 2,0 dB; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz;
Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m; $SX = 37$, $SF = 32$,
 $SQ_\varphi = 50$; Rekonstruktionsbereich: $0,9 \text{ m} \leq x \leq 1,97 \text{ m}$; $3,2 \text{ m} \leq z \leq 4,05 \text{ m}$.

schärfer begrenzt. Diese Kante ist wegen der Transparenz des Schenkels K1-K2 von allen Stellen der Apertur sichtbar, so daß die effektive Empfangsapertur zur Abbildung dieser Kante größer ist als in Bild 5.12. Die von K2 ausgehende gestreute Welle unterliegt nun nicht mehr der Bedingung, daß ihre tangentialen Feldstärkekomponenten auf der Oberfläche des Schenkels K1-K2 wie in Bild 5.12 verschwinden müssen, so daß der von der Kante K2 stammende Feldstärkebeitrag in der Apertur wesentlich größer ist.

Bild 5.18 zeigt entsprechend Bild 5.15 den Holzwinkel unter dem Aspektwinkel $\varphi = 45^\circ$. Es erscheinen die gleichen Spiegelbilder wie bei der Aluminiumplatte, allerdings mit vergleichbar geringerer Bildamplitude. Die Kante K2 ist deutlich zu erkennen, wiederum wegen der Transparenz der beiden Winkelschenkel.

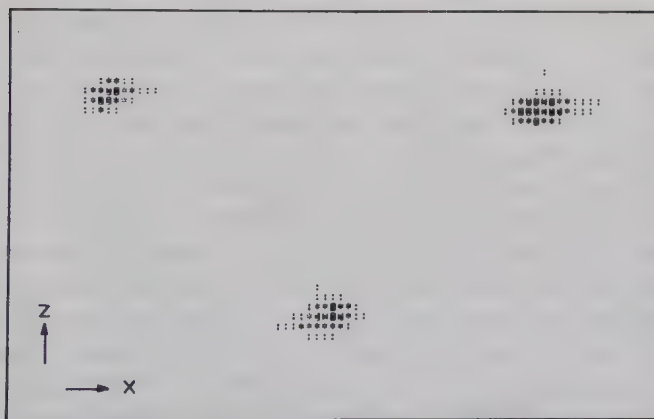


Bild 5.19: Multifrequente Abbildung des Holzwinkels

Lage: ∇ , $\varphi = -135^\circ$

Helligkeitsabstufung 2,0 dB; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz;
Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz, Aperturbreite $D = 1,83$ m; $SX = 37$,
 $SF = 32$, $SQ_\varphi = 50$.

Rekonstruktionsbereich: $0,9 \text{ m} \leq x \leq 2,0 \text{ m}$; $3,32 \text{ m} \leq z \leq 4,0 \text{ m}$.

Bild 5.19 zeigt das Mikrowellenbild des Holzwinkels unter einem Aspektwinkel von $\varphi = -135^\circ$. Im Gegensatz zu Bild 5.15 sind alle drei Kanten deutlich zu erkennen. Spiegelbilder tauchen in der Rekonstruktion nicht auf, da bei dem speziellen Aspektwinkel mehrfach reflektierte Beugungswellen nicht in die Empfangsapertur gelangen.

Erwartungsgemäß lassen sich Objektstrukturen aus rein dielektrischen transparenten Materialien mit Mikrowellen besser abbilden als metallische Objekte, da von der Beleuchtungswelle auch noch die Strukturen erfaßt werden, die geometrisch durch andere Objekte "abgeschirmt" werden. Mehrfachreflexionen machen sich weniger stark bemerkbar, da bei jeder möglichen Reflexion auf Grund der Transparenz des Objektes ein erheblicher Teil der Welle transmittiert wird. Aus diesem Grund sind allerdings auch die in der Empfangsapertur registrierten Feldstärkebeträge der an der transparenten Objektverteilung gebeugten Beleuchtungswelle kleiner als bei entsprechenden metallischen Objekten. Die Problematik bei einer "gemischten" Objektverteilung wird in Kapitel 5.4 diskutiert.

5.3.4 Objekte mit rauher Oberfläche

In Kapitel 5.3.1 ist deutlich geworden, daß die Abbildung genügend weit voneinander entfernter Streuzentren unproblematisch ist, daß allerdings bei vielen dicht beeinanderstehenden Streuzentren ähnlich wie bei ebenen Objektstrukturen untereinander Mehrfachreflexionen auftreten können, die die Brauchbarkeit des Mikrowellenbildes stark einschränken. Gute Eigenschaften bei einer Mikrowellenabbildung müßten daher Objekte besitzen, deren Oberfläche in ausreichendem Abstand Unebenheiten und Kanten aufweist, die bei der Abbildung gut gesehen werden können und deren Abstand untereinander in der Größenordnung der Auflösungszellenbreite des Abbildungssystems liegt. Bei der Abbildung mit einer linearen Apertur allerdings muß beachtet werden, daß diese Objekte bei statistisch über der Oberfläche verteilten Streuzentren nicht mehr höhenunabhängig sind, da die Objektstruktur im Bereich der Aufbautiefe über der Länge der Objekte schwankt.

Zu Versuchszwecken wurde aus metallisierten unebenen Papierstrukturen ein 90°-Winkel mit einer Schenkellänge von 0,6 m hergestellt. Bild 5.20 zeigt die Rekonstruktion. Die Konturen des Winkels sind grob zu erkennen, wobei aber hinter dem zur Apertur parallelen Schenkel K2-K3 (nach Bild 5.11) sich starke Störungen bemerkbar machen und parallel zu K1-K2 ein in z-Richtung langgestrecktes Geisterbild erscheint. Die starken Störungen haben ihre Ursache darin, daß das Objekt nicht mehr höhenunabhängig ist. Die lineare Apertur kann nicht unterscheiden, ob ein vom Objekt reflektiertes Signal aus der Abbildungsebene (x-z-Ebene) kommt oder aus einer Ebene parallel dazu. So würden zum Beispiel die oberen und unteren Enden der Objekte im Mikrowellenbild in entsprechend größerer Entfernung von der Apertur in die Abbildungsebene projiziert, da diese von der Empfangsapertur und der Sendeantenne

weiter entfernt liegen. Durch die spezielle Auslegung der Keule der Sende- und Empfangsantenne werden allerdings die aus diesem Winkelbereich einfallenden Wellen mit nur noch sehr geringer Amplitude empfangen. Bei rauher Objekt- oberfläche jedoch macht sich dieser Effekt für den Bereich der Objekte, der von den Antennenkeulen noch erfaßt wird, bemerkbar.



Bild 5.20: Multifrequente Abbildung eines Metallwinkels mit aufgerauhter Oberfläche.

Lage: Γ , $\varphi = 0^\circ$

Helligkeitsabstufung 3,0 dB; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz;

Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m;

SX = 37, SF = 32, $SQ_\varphi = 50$.

Rekonstruktionsbereich: $0,8 \text{ m} \leq x \leq 1,95 \text{ m}$; $3,08 \text{ m} \leq z \leq 4,1 \text{ m}$;

Von dem zur Apertur senkrecht stehenden Schenkel K1-K2 ist wiederum nur im wesentlichen die Kante K1 zu sehen, da der restliche Schenkel von der Apertur aus nur beschränkt sichtbar und durch den weiter vorne gelegenen Teil abgeschattet ist. Das dazu parallele in z-Richtung langgestreckte Maximum ist eine Folge der Überlagerung der Nebenzipfel des Bildes der Kante K3 und dem Spiegelbild des Schenkels K1-K2, das entsprechend den geometrisch optischen Betrachtungen in Kapitel 5.3.2 durch Mehrfachreflexionen am Schenkel K2-K3 zustande kommt. Ein solches Spiegelbild wäre bei anders gewählten Helligkeitsstufen (z.B. 4,0 dB) in Bild 5.12 und 5.17 ebenfalls sichtbar, allerdings dort im wesentlichen nur von der Kante K1. Unter einem Aspektwinkel

von 45° , bei dem kein Winkelschenkel mehr abgeschattet ist, ist die Kontur des Objektes im Mikrowellenbild deutlich zu erkennen (Bild 5.21), wobei wiederum hinter der eigentlichen Objektstruktur verstärkt Störbilder sichtbar sind, bedingt durch die Höhenabhängigkeit des Objektes.

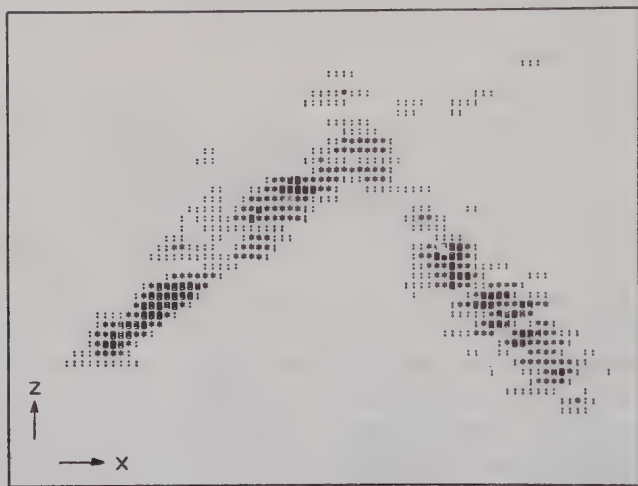


Bild 5.21: Multifrequente Abbildung eines Metallwinkels mit aufgerauhter Oberfläche.

Lage: $\angle$, $\varphi = 45^\circ$

Helligkeitsabstufung: 3,0 dB; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz;
Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m; $SX = 37$,
 $SF = 32$, $SQ_\varphi = 50$.

Rekonstruktionsbereich: $0,85 \text{ m} \leq x \leq 1,92$; $3,29 \text{ m} \leq z \leq 4,1 \text{ m}$.

Bei genügend großen Entfernungen zwischen Objekt und Empfangsapertur kann man davon ausgehen, daß auch bei in dieser Weise leicht höhenabhängigen Objekten diese Störbilder bei der Projektion in die x-z-Ebene in das eigentliche Objektbild fallen und sich somit nicht störend bemerkbar machen. Bei geringen Objektentfernungen erscheint im Mikrowellenbild bei geeigneter Oberflächenrauigkeit zumindest die Vorderkante des Objektes scharf.

Es hat sich gezeigt, daß eine Anhäufung von Streuzentren - bei linearer Apertur kreiszylindrische dünne Stangen - die sich in genügendem gegenseitigen Abstand voneinander befinden, am besten abbilden lassen, d.h., die geometrische Lage der einzelnen Streuzentren kann im Mikrowellenbild gut erkannt

werden, ohne daß nennenswerte Spiegelbilder auftreten. Dabei kann es zur Abschattung kommen. Bei gegenseitigem Abstand der Streuzentren in der Größenordnung der Wellenlänge und kleiner können Mehrfachreflexionen nicht mehr vernachlässigt werden. Bei flächenhaften Objekten dominieren unter ungünstigen Umständen durch Mehrfachreflexionen entstandene Spiegelbilder im rekonstruierten Mikrowellenbild. Das Ergebnis einer Abbildung ist bei solchen Objekten besonders stark abhängig vom jeweiligen Aspektwinkel. Die sich ergebenden Bilder können durch eine Kombination aus strahlenoptischer und Beugungstheoretischer Betrachtungsweise gedeutet werden, wobei die Objektoberflächen als Spiegel betrachtet werden und die Objektkanten bzw. Oberflächeninhomogenitäten als linienförmige Streuzentren.

Dabei müssen die jeweiligen Beugungsverhältnisse an den Kanten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel und Polarisation der Beleuchtungswelle berücksichtigt werden. Rein metallische Objekte sind in ihrer Kontur schlechter zu erfassen als transparente, bei denen auch optisch versteckt liegende Objektstrukturen im Mikrowellenbild sichtbar sind. Durch Aufrauung glatter Oberflächen wird ein Spiegelungseffekt vermindert und die Kontur der Oberfläche kann im Mikrowellenbild erkannt werden. Allerdings werden zunächst höhenunabhängige Objekte bei der Aufrauung höhenabhängig, weshalb bei Abbildung mit einer linearen Apertur zusätzliche Bildfehler entstehen, da in diesem Fall nicht zwischen "oben" und "unten" in der Objektebene unterschieden werden kann. Die Polarisation des Sendesignals spielt in gewissen Fällen eine entscheidende Rolle, da gegebenenfalls der Streuquerschnitt der Objekte stark polarisationsabhängig sein kann oder Beugungsdiagramme, z.B. einer Kante, in Abhängigkeit von der Polarisation der einfallenden Welle variieren können.

5.4 Gemeinsame Abbildung von Objekten verschiedener Klassen

Leider ist es im allgemeinen nicht so, daß sich eine reale Objektszene nur aus Objekten einer einzigen der oben besprochenen Klassen zusammensetzt. Die einzelnen Streukörper werden also an ihrer Oberfläche unterschiedliches Reflexionsverhalten zeigen, was die gemeinsame Abbildung erheblich erschwert. Ein krasses Beispiel ist in Bild 5.22 wiedergegeben. Eine maßstabsgerecht verkleinerte Darstellung der tatsächlichen Objektverteilung ist in der linken unteren Bildecke angegeben. Die Szene besteht aus einer 0,6 m breiten metallischen Wand mit aufgerauhter Oberfläche (entsprechend den in 5.3.4 behandelten Objekten), zwei kreiszylindrischen Stangen (Durchmesser 6 cm) und dem in Kapitel 5.3.3 verwendeten 90°-Holzwinkel (in der Übersichtsskizze in Bild 5.22 schraffiert gezeichnet), der den größten Teil der Objektverteilung vom

Sender und der Apertur abschattet.

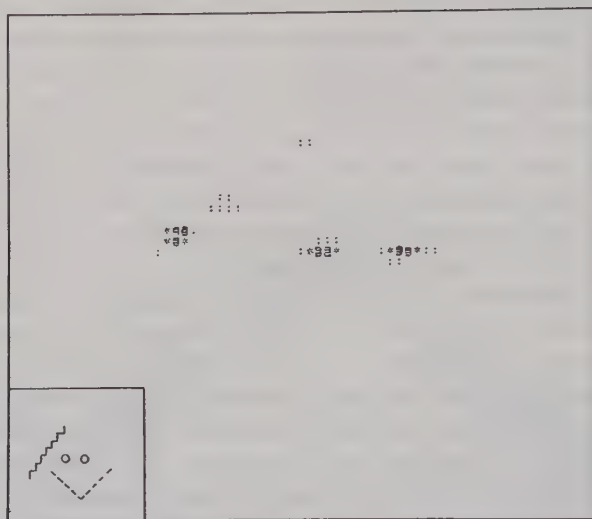


Bild 5.22: Multifrequente Abbildung einer komplexen Objektverteilung (1 aufgerauhte 0,6 m breite metallische Wand (~~~~~), 2 Metallzylinder mit einem jeweiligen Durchmesser von 5 cm (o), 1 90°-Holzwinkel (-----)). Die räumliche Anordnung ist in der linken unteren Bildecke angegeben.

Helligkeitsabstufung 1,5 dB; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz;
 Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m; $SX = 37$,
 $SF = 32$, $SQ_0 = 50$.
 Rekonstruktionsbereich: $0,7 \text{ m} \leq x \leq 2,26 \text{ m}$; $2,8 \text{ m} \leq z \leq 4,17 \text{ m}$.

Während in Bild 5.17 ÷ 5.19 der Winkel alleine einwandfrei zu erkennen ist, ist er wegen der hohen Transmission und somit nur geringen Reflexion an der Oberfläche in Anwesenheit von metallischen Strukturen nicht zu erkennen, auch nicht bei Vergrößerung der Helligkeitsabstufungen in der Rekonstruktion, da der von ihm stammende Beitrag in dem von den übrigen Objekten produzierten Störpegel bzw. Nebenzipfelniveau untergeht. Die Anwesenheit des Winkels macht sich nur insofern bemerkbar, als daß die 0,6 m breite metallische Wand mit dem Teil, der nicht durch den Winkel abgeschattet ist, stärker in der Rekonstruktion erscheint als der restliche Teil.

5.5 Einfluß von Systemparametern auf die Bildqualität

Im folgenden werden aus den vorangegangenen Kapiteln spezielle Mikrowellenhologramme ausgewählt und diese zur Untersuchung der spezifischen Eigenschaften der Signalverarbeitung des Abbildungssystems herangezogen, d.h., es wird die Mikrowellenbildqualität in Abhängigkeit von Parametern diskutiert, die bei der numerischen Rekonstruktion auf dem Rechner variiert werden können.

5.5.1 Dichte der Bildpunkte und Größe des Bildbereichs

In Kapitel 4.6 wurde ein Zusammenhang hergestellt zwischen der Stützpunktdichte im rekonstruierten Mikrowellenbild, das sich aus vielen diskreten Bildpunkten zusammengesetzt und der minimalen Bildamplitude $X_{\min}$, mit der ein Streuzentrum in der Rekonstruktion ungünstigstenfalls erscheinen kann, verglichen mit der tatsächlichen Bildamplitude $x = 1$ (Bild 4.8).

Bild 5.23a-e zeigt Rekonstruktionen der sieben in einem 90° -Winkel aufgestellten Stangen (analog Bild 5.7) für unterschiedliche Stützpunktdichten. Entsprechend den Ausführungen in Kapitel 4.6 ist die Dichte der Stützpunkte als Verhältnis zwischen der bei der Rekonstruktion gewählten Bildpunktezahls pro Bildperiode SBX in x-Richtung bzw. SBZ in z-Richtung und der Zahl der Meßstellen in der Apertur SX bzw. der Meßfrequenzen SF angegeben. Für den Fall $SBX = SX$ bzw. $SBZ = SF$ beträgt der Abstand der berechneten Bildpunkte also gerade eine Auflösungszellenbreite $\delta_{\text{azimithal}}^N$ bzw. δ_{radial}^N . Zusätzlich ist in Bild 5.23a-e der Abstand der Bildpunkte Δx und Δz sowie auch die Größen $\delta_{\text{azimithal}}^N$, δ_{radial}^N und der theoretisch sich ergebende Wert $X_{\min}$ nach Bild 4.9 angegeben. Die unterschiedlichen Werte von $\frac{SBX}{SX}$ und $\frac{SBZ}{SZ}$ ergeben sich bei unverzerrter Darstellung und unterschiedlichen Auflösungszellenbreiten in x- und z-Richtung, wenn der Bildpunkteabstand $\Delta x = \Delta z$ gewählt wird. In diesem Fall ergibt sich $X_{\min}$, wenn in Bild 4.9 bei dem kleineren der beiden Werte $\frac{SBX}{SX}$ und $\frac{SBZ}{SZ}$ abgelesen wird. Während in Bild 5.23a verglichen mit Bild 5.7 ($\frac{SBX}{SX} = 3,05$; $\frac{SBZ}{SZ} = 2,05$; $X_{\min} = 0,92$) die Amplitudenverhältnisse noch annähernd richtig wiedergegeben werden, haben sich in Bild 5.23b die Amplitudenverhältnisse bei S1 und S2 (gemäß Bild 5.5) gerade vertauscht. Allerdings ist erst in Bild 5.23e die tatsächliche detaillierte Objektstruktur aus dem Mikrowellenbild nicht mehr zu erkennen. Gleichzeitig vergrößert sich im objektfreien Gebiet der Störpegel. Durch das grobe Bildraster werden Punkte maximaler Bildintensität verfehlt. Da nun die Bildamplitudenverteilung auf den höchsten vorkommenden Bildamplitudenwert normiert wird (Anhang A1), dieser aber z.B. in Bild 5.23e zufällig schon recht klein ist, wird der Störpegel entsprechend stärker betont.

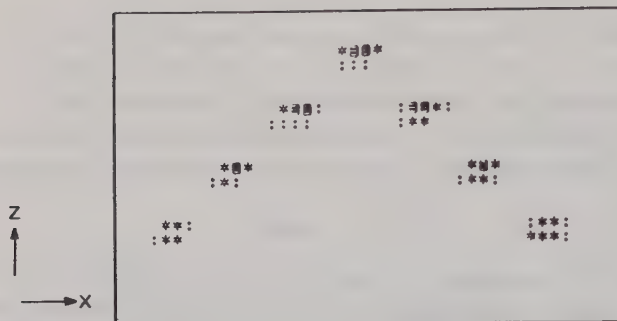


Bild 5.23a: $\frac{SBx}{SX} = 1,78$; $\frac{SBz}{SF} = 1,14$.
 $\Delta x = 0,033$ m; $\Delta z = \Delta x$; $\chi_{\min} \approx 0,7$.

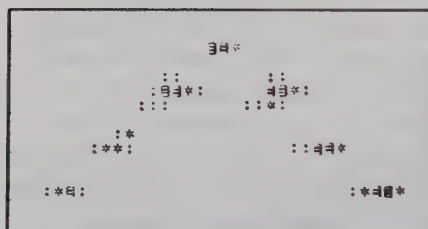


Bild 5.23b: $\frac{SBx}{SX} = 1,481$; $\frac{SBz}{SF} = 0,94$.
 $\Delta x = 0,04$ m; $\Delta z = \Delta x$; $\chi_{\min} \approx 0,64$

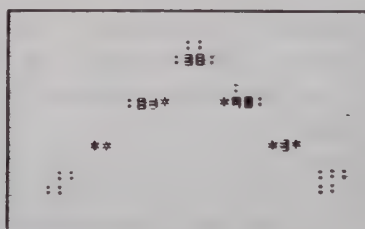


Bild 5.23c: $\frac{SBx}{SX} = 1,24$; $\frac{SBz}{SF} = 0,79$.
 $\Delta x = 0,0475$ m; $\Delta z = \Delta x$; $\chi_{\min} \approx 0,5$

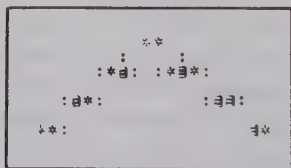


Bild 5.23d: $\frac{SBx}{SX} = 1,0$; $\frac{SBx}{SZ} = 0,636$
 $\Delta x = 0,059$ m; $\Delta z = \Delta x$; $\chi_{\min} \approx 0,25$

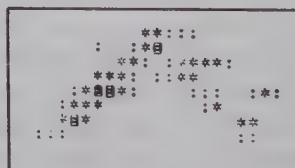


Bild 5.23e: $\frac{SBx}{SX} = 0,89$; $\frac{SBz}{SF} = 0,565$
 $\Delta x = 0,0664$ m; $\Delta z = \Delta x$; $\chi_{\min} \approx 0,2$

Bild 5.23: Einfluß der Bildpunktdichte am Beispiel der multifrequenten Abbildung der 7 in einem 90°-Winkel aufgestellten Stangen.
 Stangenabstand $d = 20$ cm; Stangendurchmesser $d_s = 0,8$ cm.
 Helligkeitsabstufung 1,5 dB; Mittenfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Aperturbreite $D = 1,83$ m; $SF = 32$, $SX = 37$, $SQ_\varphi = 50$. Rekonstruktionsbereich $0,85 \text{ m} \leq x \leq 1,92 \text{ m}$; $3,43 \text{ m} \leq z \leq 4,1 \text{ m}$
 $\delta_{\text{azimuthal}}^N = 0,059$ m; $\delta_{\text{radial}}^N = 0,0375$ m

Bild 5.24 zeigt mit sonst den gleichen Parametern wie in Bild 5.23a einen größeren Bildausschnitt, so daß Mehrdeutigkeiten in radialer und azimuthaler Richtung sichtbar werden. Während azimuthale Mehrdeutigkeiten erwartungsge-
mäß (Bild 4.1a-c) stark unterdrückt werden, sind in radialer Richtung Gei-
sterbilder mit relativ starker Bildamplitude zu erkennen. Das beugungsbedingte
radiale Auflösungsvermögen (Gl. 324) reicht nur bedingt aus, diese genügend
zu unterdrücken. Die starke Verbreiterung und Verschmierung der Geisterbilder
mit zunehmender Entfernung von der Apertur ist auf die Vergrößerung der azi-
muthalen Auflösungszellenbreite (Gl. 323) zurückzuführen.

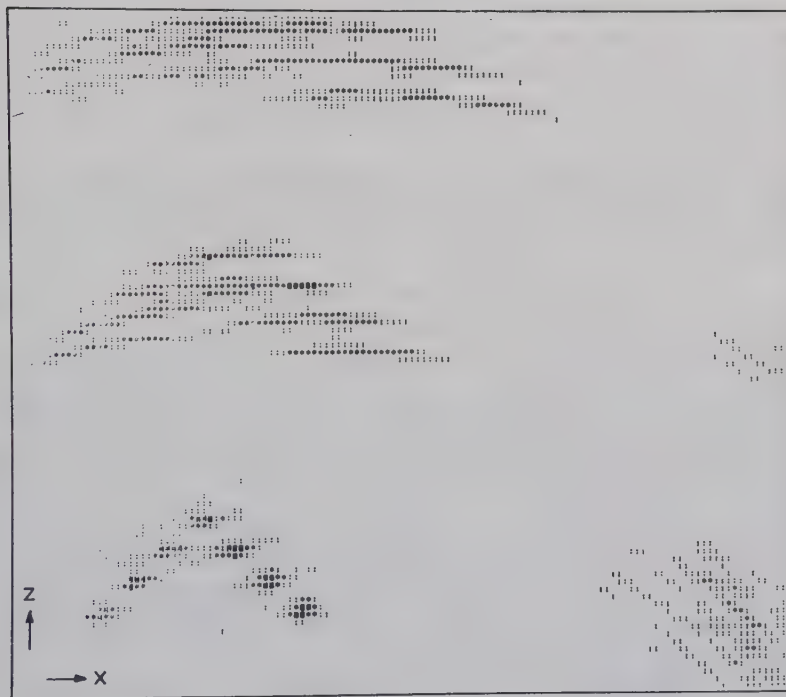


Bild 5.24: wie Bild 5.23a, nur:
Rekonstruktionsbereich: $0,6\text{ m} \leq x \leq 4,0\text{ m}$; $3,4\text{ m} \leq z \leq 6,4\text{ m}$
Helligkeitsabstufung 3,0 dB

5.5.2 Quantisierung von Amplitude und Phase

Zur experimentellen Erfassung der Bedeutung von Amplitude und Phase der Hologramm-Meßwerte wird sowohl die mittlere quadratische (Standardabweichung σ) als auch die mittlere lineare absolute (η) Bildamplitudenabweichung des durch Quantisierung fehlerhaften Bildes von dem quasikontinuierlich berechneten Bild gemessen. Dabei ist aus in Kapitel 4.4 näher ausgeführten Gründen sowohl eine Quantisierung der Hologramm-Meßdaten wie auch der zur Rekonstruktion verwendeten Funktionen wie $\cos(\varphi)$, $\sin(\varphi)$ und $\exp(j\varphi)$ interessant.

Zur Ermittlung von σ und η wird gemäß Gl. (405) die Rekonstruktion zunächst ohne Quantisierung der Amplitude durchgeführt, wobei für Winkelfunktionen aus numerischen rechentechnischen Gründen die Winkel im Bereich $0 \leq \varphi < 2\pi$ in $SQ_\varphi = 50$ Quantisierungsstufen unterteilt werden. Eine derartig feine Quantisierung kommt praktisch einer kontinuierlichen Berechnung gleich, was eine mit $SQ_\varphi = 1000$ probehalber durchgeführte Rechnung bestätigte.

Die an $N_x \cdot N_z$ Stützpunkten berechneten Bildamplitudenwerte werden auf den größten vorkommenden Amplitudenwert normiert und in einer Matrix $\vec{b}$ mit dem allgemeinen Element

$$b = b(x_\mu, z_\nu) \quad \text{mit} \quad \begin{matrix} 1 \leq \mu \leq N_x \\ 1 \leq \nu \leq N_z \end{matrix} \quad (510)$$

abgespeichert. Im Rahmen dieser Arbeit werden, was die Quantisierung der Amplitude betrifft, entweder die Hologramm-Meßwerte exakt ausgewertet oder die Beträge alle als konstant angenommen und nur die Phase berücksichtigt. Das entspricht den beiden Amplitudenquantisierungsstufenzahlen $SQA = \infty$ bzw. $SQA = 1$.

Das sich bei Quantisierung $SQ \neq \infty$ ergebende fehlerhafte Bild wird wiederum auf seinen Maximalwert normiert - bei Darstellung des Bildes auf einem Oszillographenschirm muß es wegen des begrenzten Dynamikbereiches ohnehin normiert werden - und in einer Matrix H mit dem allgemeinen Element $h(x_\mu, z_\nu)$ abgelegt. σ und η ergeben sich dann zu

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{\mu=1}^{N_x} \sum_{\nu=1}^{N_z} \xi_{\mu,\nu}^2}{N_x \cdot N_z}} \quad \eta = \frac{\sum_{\mu=1}^{N_x} \sum_{\nu=1}^{N_z} \xi_{\mu,\nu}}{N_x \cdot N_z} \quad (511)$$

mit

$$\xi_{\mu,\nu} = |b(x_\mu, z_\nu) - h(x_\mu, z_\nu)|$$

Sind die Werte $\xi_{\mu,\nu}$ gaußförmig verteilt, so ergibt sich zwischen σ und η der Zusammenhang

$$\sigma = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta \approx 1,25 \cdot \eta \quad (512)$$

Durch Vergleich gemessener Werte von σ und η läßt sich also nach Gl. (512) feststellen, ob die Bildfehler über den Bildbereich gaußförmig verteilt sind oder ob systematische Bildfehler auftreten.

Nach Goodman und Silvestri /163/ lassen sich in eingeschränktem Maße systematische Fehler in Form von Geisterbildern bei Phasenquantisierung feststellen, die allerdings im allgemeinen stark objektabhängig sind.

Bild 5.25a-d zeigt für die Mikrowellenbilder verschiedener Objekte den mittleren quadratischen Fehler σ in Abhängigkeit von der Phasenquantisierungstufenzahl SQ_φ bezogen auf Winkel im Bereich $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Die durch einen Punkt markierten Werte kennzeichnen den Fall $SQ_A = \infty$, während die Kreuze die Fehler im Falle einer alleinigen Auswertung der Phase, also $SQ_A = 1$, angeben.

Bild 5.25a zeigt die Ergebnisse für das in Bild 5.7 gezeigte Mikrowellenbild, während in Bild 5.25b die Quantisierungsfehler für einen objektfreien Ausschnitt von Bild 5.7 dargestellt sind. In diesem Fall wird also der Einfluß der Quantisierung auf den Bildstörpegel dargestellt. Bild 5.25c zeigt die Ergebnisse für den rechteckigen Metallwinkel (Bild 5.12).

In Bild 5.25d schließlich sind die Quantisierungsfehler für das in Bild 5.21 dargestellte Beispiel festgehalten.

Bild 5.26a-d zeigt die zugehörigen aus den Meßwerten ermittelten Quotienten $Q = \frac{\sigma}{\eta}$. Der theoretische Wert $Q \approx 1,25$ wird im allgemeinen gut eingehalten mit Ausnahme bei alleiniger Phasenauswertung der Hologramm-Meßwerte in Bild 5.26a und 5.26d für $SQ_\varphi = 2$ und in Bild 5.26c. In diesen Fällen sind die Fehler $\xi_{\mu, \nu}$ (Gl. 511) nicht mehr gaußförmig verteilt und es treten systematische Bildfehler z.B. in Form von Geisterbildern und Bildverfälschungen entsprechend der von Goodman und Silvestri aufgestellten Theorie auf. Diese sind bei alleiniger Auswertung der Phase im Falle stark reflektierender bzw. spiegelnder Objekte in Einklang mit den Ergebnissen in /86, 168/ besonders gravierend. Für $SQ_\varphi = 2$ ist in Bild 5.25a und 5.25c der mittlere quadratische Bildfehler σ im Falle $SQ_A = 1$ geringer als bei $SQ_A = \infty$, was die Überlegungen von Metherell /167/ bestätigt.

Bei $SQ_\varphi > 2$ allerdings ist erwartungsgemäß

$$\left. \sigma(SQ_\varphi) \right|_{SQ_A=1} > \left. \sigma(SQ_\varphi) \right|_{SQ_A=\infty} \quad \text{mit } SQ_\varphi \geq 3 \quad (513)$$

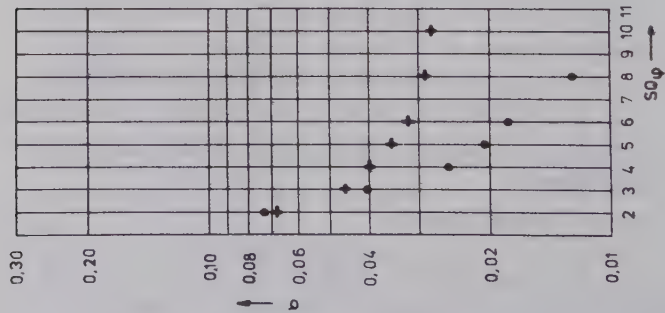


Bild 5.25a
Objekt nach Bild 5.5, 5.7

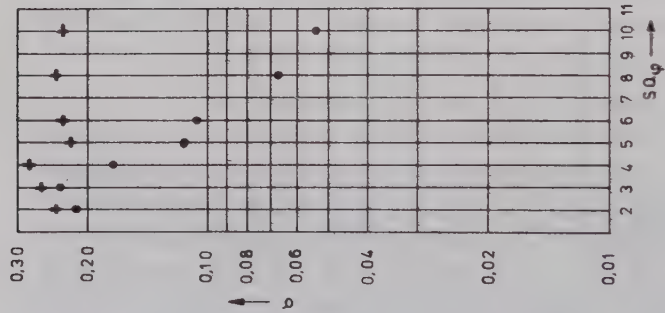


Bild 5.25b
Objekt nach Bild 5.5, 5.7
Objektfreier Bildausschnitt

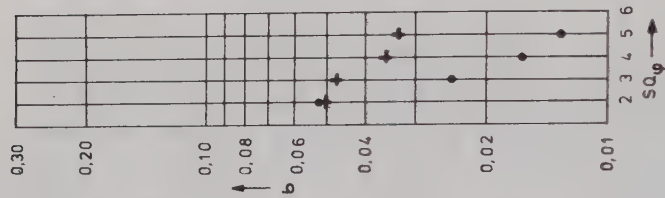


Bild 5.25c
Objekt nach Bild 5.11, 5.12

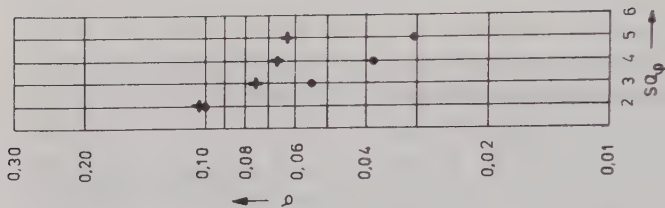


Bild 5.25d
Objekt nach Bild 5.21

Bild 5.25: Mittlere quadratische Bildamplitudenabweichung σ (Standardabweichung) bei Quantisierung von Amplitude und Phase über der Quantisierungstufenzahl SQ_ϕ .
 • Amplitudenquantisierungstufenzahl $= \infty$; + Amplitudenquantisierungstufenzahl $= 1$.

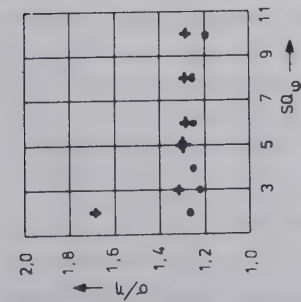


Bild 5.26a

Objekt nach Bild 5.5,5.7

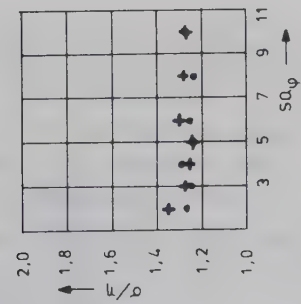


Bild 5.26b

Objekt nach Bild 5.5,5.7

Objektfreier Bildausschnitt

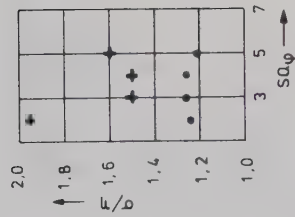


Bild 5.26c

Objekt nach Bild 5.11,5.12

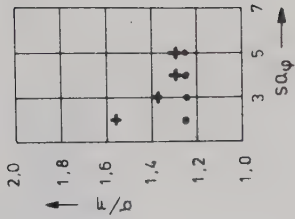


Bild 5.26d

Objekt nach Bild 5.21

Bild 5.26: Verhältnis des mittleren quadratischen Bildamplitudenfehlers (σ) zum mittleren linearen Fehler bei Quantisierung. Theoretischer Wert für σ/η bei über den gesamten Rekonstruktionsbereich gaussförmig verteilten Fehlern: $\sigma/\eta \approx 1,25$.

• : Amplitudenquantisierungsstufenzahl = ∞ ; + : Amplitudenquantisierungsstufenzahl = 1 .

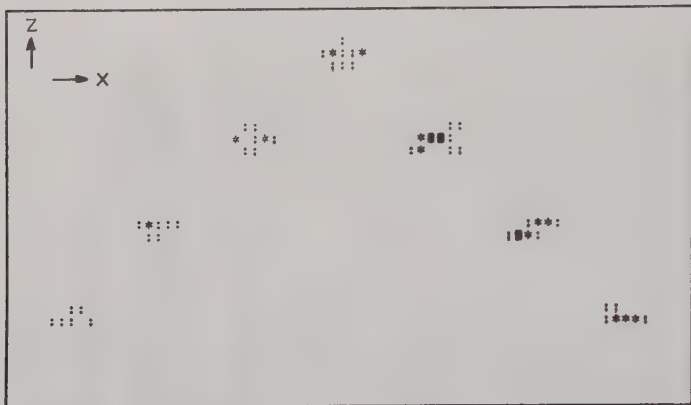


Bild 5.27: wie Bild 5.7, nur:

Amplitudenquantisierungsstufenzahl $SQ_A = 1$

Phasenquantisierungsstufenzahl $SQ_\varphi = 2$

Im Falle von $SQ_A = 1$ stellt sich für $SQ_\varphi \rightarrow \infty$ ein Grenzwert σ_{grenz} ein, der die Bildfehler beschreibt, die bei alleiniger Phasenauswertung entstehen. Diese liegen bei allen 4 Beispielen bei $SQ_\varphi = 50$ schon unter $\sigma = 0,03$.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen in /86/ zeigt, daß trotz der einfachen Rechnung durch zusätzliche Quantisierung aller Winkelfunktionen die Bildfehler im multifrequenten Fall geringer sind als bei monofrequenter Abbildung.

Bild 5.27 zeigt zur qualitativen Verdeutlichung das mit $SQ_\varphi = 2$ und $SQ_A = 1$ rekonstruierte Bild im Vergleich zu dem quasi fehlerfreien Bild 5.7 ($SQ_\varphi = 50$, $SQ_A \rightarrow \infty$).

Die Objektform ist noch gut zu erkennen. Bei anders gewählten Helligkeitsabstufungen zeigt es sich allerdings, daß der Störpegel stark erhöht ist. Ein mit Quantisierung fehlerhaft rekonstruiertes Bild des spiegelnden Metallwinkels mit $SQ_\varphi = 4$ und $SQ_A = 1$ unterscheidet sich bis auf einen leicht angehobenen Störpegel praktisch nicht von Bild 5.12 und ist daher hier nicht gesondert abgebildet.

5.5.3 Einfluß der Wichtung der Signalfrequenzen

Wie in Kapitel 4.3 gezeigt wurde, ist es möglich, durch entsprechende Wichtung der diskreten Signalfrequenzen die in radialer Richtung auftretenden Nebenzipfel im rekonstruierten Bild zu reduzieren (Bild 4.6a,b). Praktisch läßt

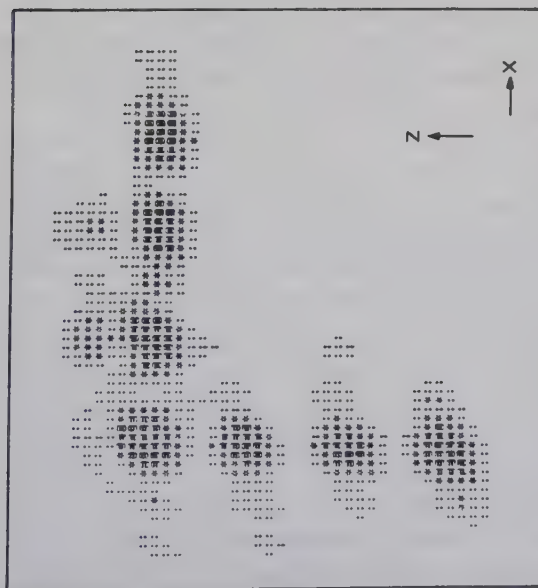


Bild 5.28a: Abbildung mit einem nach Hamming (Gl.439) amplitudengewichteten Signalfrequenzspektrum.

Bild 5.28b: Abbildung mit einem ungewichteten Signalfrequenzspektrum.

Bild 5.28: Multifrequente Abbildung von 7 in einem 90°-Winkel aufgestellten Stangen.

Stangenabstand $d = 15$ cm; Stangendurchmesser $d_s = 0,8$ cm; Helligkeitsabstufung 3,0 dB;
 Mittelfrequenz $f_0 = 10$ GHz; Bandbreite $\Delta f = 4,0$ GHz; Aperturbreite 1,83 m; $SX = 37$, $SF = 32$, $SQ_\phi = 50$
 Rekonstruktionsbereich: $1,0 \text{ m} \leq x \leq 1,85 \text{ m}$; $3,33 \text{ m} \leq z \leq 4,10 \text{ m}$.

sich das so durchführen, daß die einzelnen Signalfrequenzen alle mit gleicher Amplitude abgestrahlt und ungewichtet empfangen werden, wobei erst kurz vor der Analog/Digitalwandlung, wenn ein genügend großer Signalpegel über dem Rauschen zur Verfügung steht, oder bei der numerischen Weiterverarbeitung im Rechner (Anhang A1), eine geeignete Wichtung vorgenommen wird. Diese Verfahren haben gegenüber einer analogen Wichtung auf der Mikrowellenseite den Vorteil, daß die Empfangsempfindlichkeit des Empfängers für die mit kleinen Wichtungsfaktoren belegten Signalfrequenzen nicht gesteigert werden muß, damit diese Signale nicht im Rauschen untergehen. Es kann also die volle verfügbare Sendeleistung und Empfangsleistung zunächst weiterverarbeitet werden, bis die detektierten Signale auf einen Pegel weiterverstärkt sind, bei dem Rauschprobleme keine Rolle mehr spielen.

Bild 5.28a zeigt ein Mikrowellenbild des Objektes nach Bild 5.5 bei einem Stababstand $d = 15$ cm. Die Signalfrequenzen wurden gemäß Gl. (439) gewichtet. Im Vergleich zu Bild 5.28b, das das entsprechende Mikrowellenbild mit ungewichteten Signalfrequenzen aufgenommen zeigt, hat sich der Störpegel in radialer Richtung reduziert, wobei gleichzeitig die Ausdehnung der Maxima zugenommen hat.

Das Auflösungsvermögen ist jetzt in radialer und azimuthaler Richtung in etwa gleich groß. Die Nebenzipfel bei den Stäben S5 und S6 (gemäß Bild 5.5) sind nicht signalspezifisch bedingt, sondern ergeben sich durch Mehrfachreflexionen und können daher nicht durch die Wahl eines geeigneten Beleuchtungssignals in dem vorgegebenen Frequenzbereich eliminiert werden.

6. Besondere Gesichtspunkte zur Konzeption eines Abbildungssystems im Echtzeitbetrieb.

Nur in wenigen Fällen werden bei der praktischen Anwendungen des holographischen Abbildungsprinzips mit einer linearen Apertur die abzubildenden Objekte höhenunabhängig sein und somit diese Tatsache sich als äußerst nachteilig erweisen. Da aber zum Beispiel für den Fahrer eines PKW im Straßenverkehr schon ein Querschnitt durch die Objektverteilung vor ihm eine Fülle von Information liefert, kann ein Nahbereichsradar, das mit einer linearen Apertur arbeitet, durchaus nützlich sein. Mit einem Sende- und Empfangsantennenelement, das in vertikaler Richtung eine sehr flache, schmale Richtcharakteristik aufweist, können durch höhenabhängige Objekte verursachte Geisterbilder größtenteils vermieden werden. Zusätzlich können durch eine Begrenzung der azimuthalen Strahlungscharakteristik der Sende- und Empfangsantennen Störungen von Objekten, die außerhalb des interessierenden Abbildungsbereiches liegen, deren Geisterbilder aber durchaus in das rekonstruierte Bild fallen können, unterdrückt werden. Spezielle Verfahren zur Verbesserung des Auflösungsvermögens, z.B. durch Verschieben sowohl des Senders als auch des Empfängers während der Hologrammaufnahme /123, 124, 133/ können auch bei multifrequenter Abbildung angewendet werden. Dabei kann gegebenenfalls bei Abbildungssystemen, bei denen eine dreidimensionale Abbildung der Objektszene gewünscht wird, durch orthogonale Anordnung von Sende- und Empfangsapertur eine zweidimensionale Hologramm-Matrix erstellt /134/ und somit eine echte dreidimensionale Objektverteilung rekonstruiert werden.

Da vom Polarisationszustand des Beleuchtungssignals die Auflösbarkeit bestimmter Objektstrukturen abhängt, ist es sinnvoll, ein zirkular polarisiertes Sendesignal zu wählen /149-155/. Beim Empfang kann entweder das zirkular polarisierte Signal direkt ausgewertet werden oder die beiden orthogonalen Komponenten getrennt verarbeitet werden, was eine größere Bildinformation liefert, allerdings auch einen größeren Aufwand bei der Signalverarbeitung.

Wie sich gezeigt hat, ist im allgemeinen das Mikrowellenbild auch bei starker Quantisierung von Amplitude und Phase der Hologramm-Meßwerte noch von ausreichend guter Qualität. Dadurch wird der Einsatz teurer breitbandiger phasempfindlicher Empfänger gespart. Bei einer geforderten Meßgenauigkeit des Phasenwinkels von $\Delta\varphi = \pm \frac{\pi}{4}$ kann gegebenenfalls mit einfachen Phasenmeßschaltungen gearbeitet werden, deren Eichkurve über den Frequenzbereich z.B. im ohnehin erforderlichen Rechner gespeichert ist. Aus dem gleichen Grund können Anforderungen an den Dynamikbereich des Empfängers recht gering sein.

Die bei der Abbildung bewegter Objekte erforderlichen kurzen Aufnahmezeiten erfordern eine entsprechend schnelle Abtastung der Apertur, die gegebenenfalls nach /195/ mit einer inhomogenitätengesteuerten dielektrischen Halbleiterleitung realisiert werden kann. Mit einer solchen Apertur sind mit verhältnismäßig geringem technischen Aufwand Abtastzeiten von einigen Mikrosekunden erreichbar. Die serielle Weiterverarbeitung der Meßdaten, speziell die Analog-Digitalwandlung stellt kein Problem dar, da bei der erforderlichen geringen Bit-Zahl schon Wandlungszeiten von z.B. 10 nsec für eine Wortlänge von 8 Bit erreicht werden /196/.

Das größte Problem wird zunächst noch die numerische Auswertung der Meßdaten darstellen. Die Rechenzeit für die Rekonstruktion eines Hologramms, das an 37 Stützpunkten in der Apertur bei 32 Frequenzen aufgenommen wurde, wobei das Mikrowellenbild aus 60×60 berechneten Bildpunkten bestand, betrug auf dem Telefunkenrechner TR 440 circa 740 sec. Die Rechnung wurde nach Gl. (405) durchgeführt. Bei alleiniger Auswertung der Phase halbiert sich in etwa die Rechenzeit. Werden außerdem die Wurzelausdrücke durch die ersten Glieder ihrer Reihenentwicklung angenähert (Gl. 345, 347), ergibt sich eine Rechenzeit von ca. 230 sec. Durch weitere Optimierung des Fortran-Programms dürfte sich auf der TR 440 die Rechenzeit noch um einen Faktor zwei herunterdrücken lassen. Durch den Einsatz von Spezialrechenbausteinen ließen sich wesentlich geringere Rekonstruktionszeiten erreichen, wobei die kurze benötigte Wortlänge der Meßdaten gezielt ausgenutzt werden könnte.

Unter bestimmten Bedingungen (Gl. 468) können auch handelsübliche Fast-Fourier-Prozessoren /187/ eingesetzt werden. Da die Rechenzeit abhängig ist von der Zahl der benutzten Signalfrequenzen, der Zahl der Aperturmeßstellen sowie der Bildpunkte, muß zunächst das Hauptbestreben sein, diese z.B. durch Wahl nichtäquidistanter Abtastcodes sowie eine sinnvoll gewählte Größe des Bildbereiches gering zu halten.

Die Ausgabe des Bildes kann z.B. auf einer Kathodenstrahlbildröhre erfolgen, und zwar als zweidimensionale Helligkeitsverteilung (B-Scan*).

Der gewählte Signalfrequenzbereich ist vom Anwendungsfall abhängig und bestimmt direkt das Auflösungsvermögen des Systems bei sonst festen Systemgrößen. Beispielsweise für die Anwendung als Nahbereichsradar im Straßenverkehr, wo viele gleichartige Systeme nebeneinander gleichzeitig arbeiten müssen und sich gegenseitig nicht stören dürfen, erscheint es sinnvoll, die Mittenfrequenz in einen Spektralbereich zu legen, in dem die Dämpfung in der Atmosphäre sehr hoch ist, wie z.B. bei 60 GHz, der Sauerstoffresonanz (Dämpfung ≈ 12 dB/km).

*) Brightness-Scan

Im folgenden sollen die wesentlichsten Parameter zur Konzeption eines Abbildungssystems für den Straßenverkehr bei 60 GHz abgeschätzt werden.

Bei einer Aperturbreite $D = 1$ m ergibt sich die azimuthale Auflösungszellenbreite $\delta_{\text{azimuthal}}^N$ z.B. in einer Entfernung von $z_n = 50$ m zu

$$\delta_{\text{azimuthal}}^N = \frac{z_n \cdot \lambda_0}{D} = 50 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 0,25 \text{ m} \quad (601)$$

Für ein mehrdeutigkeitsfreies Gebiet in azimuthaler Richtung von 25 m in der Entfernung z_n sind

$$SX = \frac{25 \text{ m}}{\delta_{\text{azimuthal}}^N} = 100 \quad (602)$$

Stützpunkte in der Apertur erforderlich. Bei einer geforderten Tiefenauflösungszellenbreite $\delta_{\text{radial}}^N = 1$ m, was im Straßenverkehr ausreichend erscheint, ergibt sich der benötigte Frequenzbereich zu

$$\Delta f = \frac{c_0}{2 \delta_{\text{radial}}^N} = \frac{3 \cdot 10^8}{2} \frac{1}{\text{sec}} = 150 \text{ MHz} \quad (603)$$

wobei in diesem Frequenzbereich für ein mehrdeutigkeitsfreies Gebiet von $z_p = 50$ m in radialer Richtung

$$SF = \frac{50 \text{ m}}{\delta_{\text{radial}}^N} = 50 \quad (604)$$

Signalfrequenzen äquidistant verteilt werden müßten. Um den gesamten mehrdeutigkeitsfreien Bildbereich bei der Rekonstruktion mit ausreichender Bildpunktdichte (Bild 4.9) zu erfassen, ist das Bild an etwa $\frac{SF}{0,8} \cdot \frac{SX}{0,8} \approx 7800$ Stützstellen zu berechnen.

Mit dem in der Arbeit verwendeten Rechenprogramm ergäbe das auf der TR 440 eine Rechenzeit bei exakter Rekonstruktion gemäß Gl. (405) von umgerechnet 3400 sec. Diese Zeit läßt sich bei gewissen Zugeständnissen an Auflösungsvermögen, Signalrauschabstand und Mehrdeutigkeiten noch reduzieren. Andererseits ist wegen $\Delta f \ll \frac{f_0}{SX}$ der Algorithmus der schnellen Fouriertransformation anwendbar, wodurch die Rekonstruktionszeit auch auf der TR 440 verringert werden kann.

Aus dem gleichen Grund ($\Delta f \ll \frac{f_0}{SX}$) machen sich aber die Vorteile des multi-frequenten Konzepts bei der Unterdrückung von Mehrdeutigkeiten in azimuthaler Richtung nicht mehr bemerkbar. Nach Gl. (420) ist der Faktor, mit dem

beispielsweise das erste Geisterbild in azimuthaler Richtung gegenüber dem Hauptmaximum unterdrückt würde, für die hier gewählten Systemparameter

$$F_A = \frac{2f_0}{\Delta f \cdot I \cdot (SX - 1) + 2f_0} = \frac{2 \cdot 60}{0,15 \cdot 1(100 - 1) + 2 \cdot 60} = 0,89 \quad (605)$$

Das liegt im wesentlichen daran, daß das Verhältnis $\frac{\Delta f}{f_0}$ klein ist. Die Wahl der hohen Mittenfrequenz f_0 ergab sich unter anderem aus der Forderung, in großer Entfernung von der relativ kleinen zur Verfügung stehenden Empfangs-apertur noch ein ausreichendes azimuthales Auflösungsvermögen zu erreichen. Da das radiale annähernd entfernungsunabhängig ist und etwa gleich dem azimuthalen gewählt wurde, ist lediglich ein schmalbandiges Abbildungssignal notwendig. Soll nur ein kleiner Entfernungsbereich in unmittelbarer Aperturnähe abgebildet werden, so wird bei sonst gleichen Systemparametern das azimuthale Auflösungsvermögen groß, sodaß gegebenenfalls sogar die Mittenfrequenz f_0 in einen niedrigeren Frequenzbereich gelegt werden kann. Wird wiederum gefordert, daß das radiale Auflösungsvermögen gleich dem azimuthalen sein soll, so ist ein wesentlich breitbandigeres Abbildungssignal notwendig. Es zeigt sich daher, daß im Nahbereich, d.h. bis in einer Entfernung, die in der Größenordnung einiger Aperturdurchmesser liegt, im allgemeinen $F_A \ll 1$ erfüllt ist.

Um Objekte mit einer Geschwindigkeit von maximal 140 km/Std. noch einwandfrei erfassen zu können - im Straßenverkehr wird hauptsächlich die radiale Geschwindigkeitskomponente v_z eine Rolle spielen - darf die Zeit T zur Aufnahme des gesamten Hologramms nach Gl. (367) nicht mehr als

$$T = \frac{\delta N_{\text{radial}}}{v_z} = 25 \text{ msec} \quad (606)$$

betragen. Die einfache Abschätzung zeigt, daß bei nur recht gering erscheinenden Anforderungen an das holographische Abbildungssystem bei größeren Objektentfernungen ein solches System schon recht aufwendig wird.

7. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der theoretischen und experimentellen Untersuchung der multifrequenten holographischen Abbildung im Mikrowellenbereich. Als technisches Ziel wird dabei ein dreidimensionales Abbildungssystem angestrebt, das in Ergänzung zu bekannten Radarsystemen insbesondere für den Nahbereich in der Lage ist, Objekte sowohl hinsichtlich ihrer Position als auch ihrer geometrischen Form zu erkennen.

Zunächst wird theoretisch das erreichbare Auflösungsvermögen bei zweidimensionaler Abbildung einer höhenunabhängigen Objektverteilung mit einer linearen Empfangsapertur und ortsfester Beleuchtungsquelle untersucht. Dabei ergibt sich gegenüber dem monofrequenten Fall eine Verbesserung des radialen Auflösungsvermögens, das umgekehrt proportional zur Bandbreite des Beleuchtungssignals ist. Die azimuthale Halbwertsbreite des Maximums, mit dem ein Streuzentrum im rekonstruierten Mikrowellenbild erscheint, ist gleich der, die sich bei monofrequenter Abbildung mit der Mittenfrequenz ergäbe. Allerdings wird der Nebenzipfelpegel geglättet. Bei seitlicher Beleuchtung mit unterschiedlichen Signalfrequenzen ändert sich die Phasenlage der beiden von zwei nahe benachbarten Streuzentren ausgehenden gestreuten Wellen, so daß sich Auflösungsverhältnisse wie bei rein inkohärenter Abbildung ergeben.

Bewegte Objekte erscheinen, verglichen mit ruhenden, mit einem entsprechend ihrer Geschwindigkeit verbreiterten, in der Amplitude gedämpften Maximum in der Rekonstruktion. Ist der Weg, den das Objekt während der Hologrammaufnahmezeit zurücklegt, kleiner als eine Auflösungszellenbreite, so ist der Amplitudenfehler und die Verbreiterung des Hauptmaximums vernachlässigbar.

Bei diskreter Abtastung der Empfangsapertur sowie bei einer endlichen Zahl diskreter Signalfrequenzen, werden periodisch Geisterbilder in azimuthaler bzw. radialer Richtung erzeugt. Bei multifrequenter Abbildung werden allerdings die azimuthalen Geisterbilder bei zunehmender Bandbreite stärker unterdrückt. Bei Erhöhung der Beleuchtungsfrequenz wird das Beugungsfeld in der Apertur gestaucht und gleitet dabei an den ortsfesten Empfangsantennen vorbei, was eine scheinbar dichtere Abtastung der Apertur bewirkt. Somit kann unter Beibehaltung der Größe des azimuthalen mehrdeutigkeitsfreien Gebietes die Meßstellenzahl in der Empfangsapertur gegenüber dem monofrequenten Fall reduziert werden. In radialer Richtung auftretende Geisterbilder können durch nichtäquidistante Signalfrequenzfolgen bedingt unterdrückt werden bei jedoch gleichzeitiger Erhöhung des Nebenzipfelniveaus. Durch Amplitudenwichtung der diskreten äquidistanten Signalfrequenzen nach Hamming wird der Störpegel um ca. 30 dB verringert, wobei sich allerdings das Auflösungsvermögen um etwa den Faktor 1,5 verschlechtert.

Die für die numerische Rekonstruktion recht aufwendigen Rechenvorschriften können erheblich vereinfacht werden, wenn der Frequenzbereich, auf den die diskreten Signalfrequenzen verteilt sind, sehr viel kleiner ist als die Mittenfrequenz des Signals dividiert durch die Meßstellenzahl in der Apertur. In diesem Fall läßt sich die Rekonstruktion mit Hilfe einer Reihe diskreter

Fouriertransformationen bewältigen, wofür ein handelsüblicher spezieller Fast-Fourier-Prozessor eingesetzt werden kann. Kriterien zur Wahl der Stützpunktdichte im rekonstruierten Bild sowie zur zulässigen Quantisierung der Meßwertgrößen beschließen den theoretischen Teil der Arbeit.

Im experimentellen Teil werden zunächst die angestellten theoretischen Untersuchungen zu Fragen des azimuthalen und radialen Auflösungsvermögens nachgeprüft. Die Ergebnisse stimmen dabei mit der Theorie sehr gut überein. Anschließend werden von vier verschiedenen Klassen von Objekten jeweils Mikrowellenbilder erstellt. Es zeigt sich, daß sich die Ergebnisse durch eine Kombination aus strahlenoptischer und beugungstheoretischer Betrachtungsweise sehr gut deuten lassen. Während die Abbildung von Objekten, die sich aus einer Anhäufung vieler punktförmiger Streuzentren zusammensetzen, recht unkritisch ist, ist das Abbildungsergebnis im Falle von Objekten mit glatter reflektierender Oberfläche stark abhängig vom Aspektwinkel, wobei Spiegelbilder auftreten können, die unter Umständen sogar im Bild dominieren. Bei Objekten mit aufgerauhter Oberfläche verbessern sich die Mikrowellenbilder, allerdings sind diese Objekte nicht mehr höhenunabhängig, so daß zusätzliche Bildfehler auftreten. Die Mikrowellenbilder fallen bei unterschiedlicher Polarisation des Sendesignals unterschiedlich aus. Um möglichst viel Information über die Struktur der Objektverteilung zu erhalten, müssen zwei Hologramme bei jeweils orthogonal polarisiertem Sendesignal erstellt und getrennt ausgewertet werden.

Die Untersuchung des Einflusses der Quantisierung von Amplitude und Phase der Hologramm-Meßwerte sowie aller sonstigen Rechengrößen bei der numerischen Bildrekonstruktion an einer Vielzahl von Objekten hat gezeigt, daß im allgemeinen die Bildfehler über den Rekonstruktionsbereich gaußförmig verteilt sind. Die Amplitude der Hologramm-Meßwerte kann bei multifrequenter Abbildung für die Rekonstruktion meistens konstant gesetzt werden. Erst bei starker Quantisierung der Phase machen sich systematische Bildfehler bemerkbar. Bei spiegelnden Objekten scheint der Einfluß einer starken Amplitudenquantisierung nicht so groß zu sein wie im monofrequenten Fall, auch wenn schon bei größeren Phasenquantisierungsstufenzahlen systematische Bildfehler zu bemerken sind.

Oberlegungen zur Konzeption eines Nahbereichsradars für den Echtzeitbetrieb zeigen, daß die Vorteile des diskreten multifrequenten Konzepts hauptsächlich im absoluten Nahbereich zum Tragen kommen. Eine Möglichkeit für die Anwendung eines solchen Abbildungssystems ist beispielsweise der Einsatz in der

Binnenschiffahrt, wo das abzubildende interessante Gebiet im Nahbereich der Empfangsapertur liegt, die entsprechend den Schiffsabmessungen groß gewählt werden kann. Denkbar ist auch die Anwendung der multifrequenten holographischen Abbildungsmethode im Ultraschallbereich bei der medizinischen Diagnostik, bei der sich das abzubildende Gebiet in unmittelbarer Nähe der Beobachtungsapertur befindet.

8. Anhang

A1 Verwendete Rechenprogramme

Die numerische Rekonstruktion der Mikrowellenhologramme wurden auf dem Telefunkenrechner TR 440 durchgeführt. Die verwendete Programmiersprache ist Fortran. Bild A1-1 zeigt das Flußdiagramm des benutzten Programms. Bevor das eigentliche Rekonstruktionsprogramm gestartet wird, werden zunächst in einem gesonderten Lauf die Hologrammeßdaten, die jeweils aus Realteil und Imaginärteil der Hologrammfeldstärke sowie der zugehörigen Meßfrequenz bestehen, auf einen Plattenfile eingetragen. Als maßgeblicher Koordinatenursprung ist der linke Eckpunkt der Apertur vereinbart, auf den sich alle anderen Koordinatenangaben beziehen (Siehe Bild 5.1). Längeneinheit ist das Meter.

A2 Auflösbarkeit zweier nahe benachbarter Streuzentren

Betrachtet wird die Überlagerung der beiden Zeitfunktionen

$$s_1(t) = \exp(j\omega_1 t) \quad \text{und} \quad s_2(t) = \exp(j\omega_2 t) \\ \text{mit} \quad \omega_1 < \omega_2 \quad (A2.1) \\ \text{zu} \quad s(t) = \exp(j\omega_1 t) + \exp(j\omega_2 t)$$

in dem Zeitraum $t_0 \leq t \leq t_0 + T$. Eine Spektralanalyse dieser zeitbegrenzten Zeitfunktion $s(t)$ gemäß

$$A(\omega) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} [\exp(j\omega_1 t) + \exp(j\omega_2 t)] \exp(-j\omega t) dt \quad (A2.2)$$

ergibt das komplexe Amplitudenspektrum $A(\omega)$

$$A(\omega) = j \operatorname{si} \left[\frac{1}{2}(\omega_1 - \omega)T \right] \times \exp \left[j \frac{\omega_1 - \omega}{2} \left(t_0 + \frac{T}{2} \right) \right] + \\ + j \operatorname{si} \left[\frac{1}{2}(\omega_2 - \omega)T \right] \times \exp \left[j \frac{\omega_2 - \omega}{2} \left(t_0 + \frac{T}{2} \right) \right] \quad (A2.3)$$

Es wird nun eine Koordinatentransformation mit

$$\Omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} - \omega \quad \text{und} \quad \Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \quad (A2.4)$$

durchgeführt. Damit erhält man für den Betrag von $A(\Omega)$

$$|A(\Omega)| = \left| \operatorname{si} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\omega}{2} - \Omega \right) T \right] \exp \left[j \frac{\Delta\omega}{2} \left(t_0 + \frac{T}{2} \right) \right] + \right. \\ \left. + \operatorname{si} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\omega}{2} + \Omega \right) T \right] \exp \left[-j \frac{\Delta\omega}{2} \left(t_0 + \frac{T}{2} \right) \right] \right| \quad (A2.5)$$

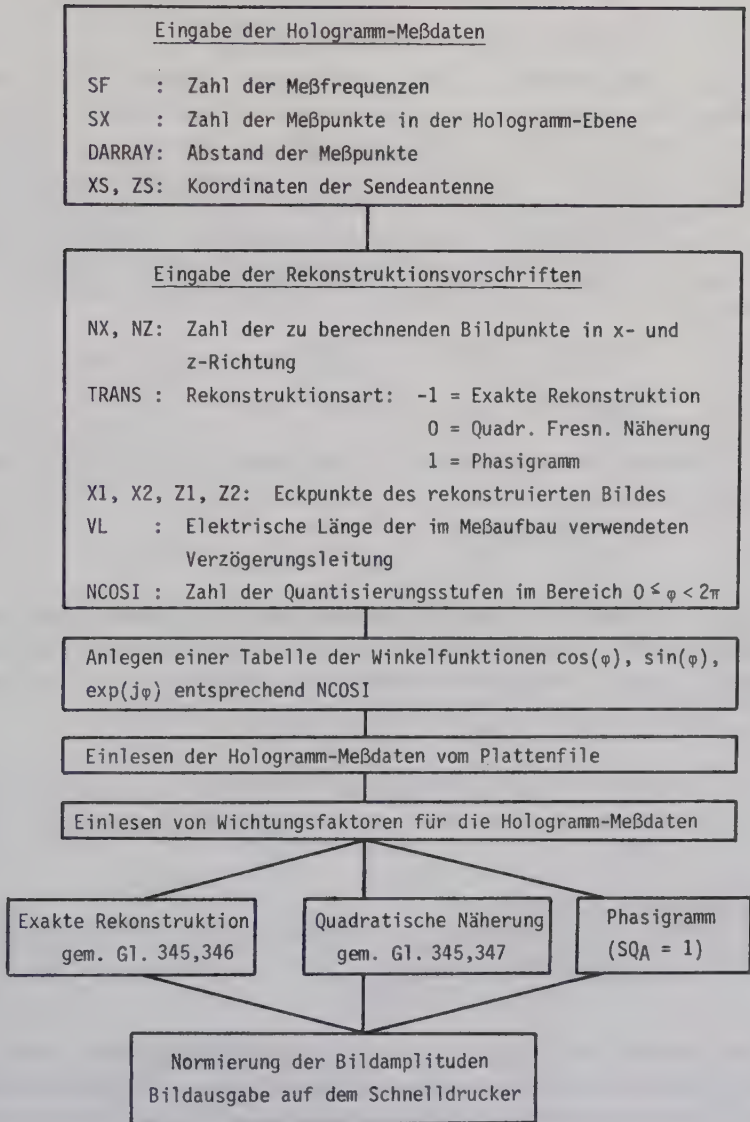


Bild A1-1: Flußdiagramm des Rekonstruktionsdiagramms

Es läßt sich leicht nachweisen, daß $A(\Omega)$ eine gerade Funktion bezüglich Ω ist, also der Abweichung von der Mittenfrequenz $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$.

Sind beide Spektralanteile ω_1 und ω_2 noch getrennt auflösbar, also in der Umgebung von Ω_1 und Ω_2 (nicht exakt bei Ω_1 und Ω_2 , sondern bei $\Omega_1' < \Omega_1$ und $\Omega_2' > \Omega_2$ (nach A2.1)) jeweils noch getrennte Maxima erkennbar, so hat $A(\Omega)$ zwischen ω_1 und ω_2 bzw. Ω_1 und Ω_2 ein Minimum, das aus Symmetriegründen bei $\Omega = 0$ liegen muß. Aus Gl. (A2.5) ist ersichtlich, daß der Wert dieses Minimums außer von $\Delta\omega$ und T auch noch von der gegenseitigen Phasenlage der Signale bzw. der Anfangsmeßzeit t_0 abhängig ist. Mit der Abkürzung $\varphi = \frac{\Delta\omega}{2} (t_0 + \frac{T}{2})$ ergibt sich

$$|A(\Omega=0)| = \text{si}(\frac{\Delta\omega T}{4}) |e^{j\varphi} + e^{-j\varphi}| \quad (\text{A2.6})$$

bzw. $|A(\Omega=0)| = 2 \cos(\varphi) \text{si}(\frac{\Delta\omega T}{4})$

Als Maß für die Auflösbarkeit V_A der beiden Spektralanteile ω_1 und ω_2 definieren wir

$$V_A = \left| \frac{A(\Omega=0)}{A(\Omega = \pm \frac{\Delta\omega}{2})} \right| \quad (\text{A2.7})$$

V_A gibt also den Wert von A in der Mitte der beiden Spektralanteile ω_1 und ω_2 an bezogen auf $A(\Omega_1)$ bzw. $A(\Omega_2)$. Gilt $V_A \geq 1$, so sind die beiden Spektralanteile ω_1 und ω_2 nicht getrennt auflösbar und erscheinen nur als ein Maximum bei $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$. Für $|A(\Omega = \pm \frac{\Delta\omega}{2})|$ ergibt sich aus Gl. (A2.5)

$$|A(\Omega = \pm \frac{\Delta\omega}{2})| = |\exp(j\varphi) + \text{si}(\frac{\Delta\omega T}{2}) \exp(-j\varphi)| \quad (\text{A2.8})$$

bzw.

$$|A(\Omega = \pm \frac{\Delta\omega}{2})| = |1 + \exp(-j2\varphi) \text{si}(\frac{\Delta\omega T}{2})|$$

und damit für V_A nach Gl. (A2.7)

$$V_A = \left| \frac{2 \cos(\varphi) \text{si}(\frac{\Delta\omega T}{4})}{1 + \exp(-j2\varphi) \text{si}(\frac{\Delta\omega T}{2})} \right| \quad (\text{A2.9})$$

Dieses Ergebnis soll zunächst auf das radiale Auflösungsvermögen zweier Streuzentren angewendet werden. Das an einer festen Stelle in der Apertur empfangene Signal heruntergemischt mit dem Sendesignal ergibt bei linearer Frequenzmodulation (siehe Kap. 3.1) die laufzeitabhängige Größe

$$a(r) = \exp \left[j \frac{2\pi}{c_0} r f_0 \frac{t}{T'} \right]$$

mit

(A2.10)

$$T' \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta f}{f_0} \right) \leq t \leq T' \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta f}{f_0} \right)$$

Dabei ist r der von der Welle zurückgelegte Weg, Δf der Frequenzhub des Mikrowellensignals, f_0 die Mittenfrequenz und T' die Meßzeit des heruntergemischten Signals analog zu Gl. (A2.2). Die Analyse der Überlagerung zweier Signale $a(r_1)$ und $a(r_2)$ erfolgt durch Koeffizientenvergleich der Größen in Gl. (A2.10) mit den Gleichungen (A2.1) und (A2.2). Danach ergibt sich für

$$\Delta\omega = \frac{2\pi f_0}{c_0 T'} (r_1 - r_2) = \frac{2\pi f_0}{c_0 T'} \Delta r \quad (A2.11)$$

$$T = \frac{\Delta f}{f_0} T' \quad (A2.12)$$

$$\Delta\omega \cdot T = \frac{2\pi \Delta f}{c_0} \Delta r \quad (A2.13)$$

$$\varphi = \frac{\pi f_0}{c_0} \Delta r \quad (A2.14)$$

Mit den Größen Gl. (A2.11-14) ergibt sich für die Auflösbarkeit V_A

$$V_A = \left| \frac{2 \cos \left(\frac{\pi f_0}{c_0} \Delta r \right) \operatorname{si} \left(\frac{\pi \Delta f}{2 c_0} \Delta r \right)}{1 + \exp(-j 2 \frac{\pi f_0}{c_0} \Delta r) \operatorname{si} \left(\frac{\pi \Delta f}{c_0} \Delta r \right)} \right| \quad (A2.15)$$

Bild A2-1 zeigt den Verlauf von V_A aufgetragen über $\Delta r \cdot \Delta f$ mit $\frac{f_0}{\Delta f}$ als Parameter. Die Nullstellen liegen bei

$$\Delta r \cdot \Delta f = m \cdot \frac{c_0}{2} \cdot \frac{\Delta f}{f_0} \quad \text{mit } m = 1, 2, \dots, \quad (A2.16)$$

Die Einhüllende der sich für verschiedene $\frac{f_0}{\Delta f}$ ergebenden Kurvenschar läßt sich aus Gl. (A2.15) gewinnen, wenn für $\varphi = \frac{\pi f_0}{c_0} \Delta r = 0$ eingesetzt wird. Es ergibt sich

$$V_{A_{\max}} = \frac{2 \cdot \operatorname{si} \left(\frac{\pi}{2 c_0} \Delta r \cdot \Delta f \right)}{1 + \operatorname{si} \left(\frac{\pi}{c_0} \Delta r \cdot \Delta f \right)} \quad (A2.17)$$

Daraus läßt sich der Wert von $\Delta r \cdot \Delta f \neq 0$ berechnen, bei dem $V_{A_{\max}} = 1$ ist. Er ergibt sich zu

$$\Delta r \cdot \Delta f \Big|_{V_{A_{\max}}=1} = 40,86 \text{ cm} \cdot \text{GHz} \quad (A2.18)$$

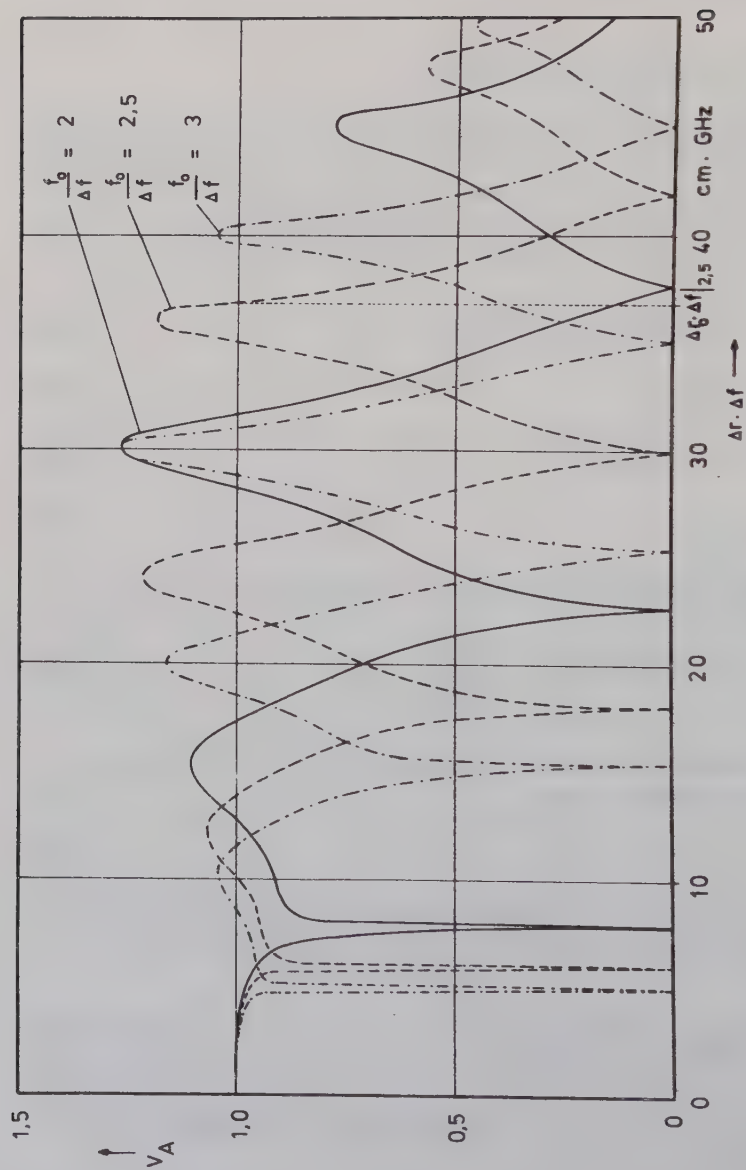


Bild A2-1: Auflösbarkeit zweier hintereinander stehender Streuzentren in Abhängigkeit vom Abstand und der Bandbreite des Beleuchtungssignals. Parameter ist das Mittenfrequenz/Bandbreite-Verhältnis.

Für $\Delta r \cdot \Delta f > 40,86 \text{ cm} \cdot \text{GHz}$ ist dann unabhängig von der Mittenfrequenz f_0 gewährleistet, daß $V_A < 1$ und somit die beiden Ortsspektrallinien r_1 und r_2 getrennt auflösbar sind.

Die Werte r_1 und r_2 lassen sich allerdings nicht für alle Werte $V_A < 1$ gleich gut bestimmen. Mit kleiner werdenden $\Delta r \cdot \Delta f$ ist die Lage der Maxima von $A(\Omega)$ im Vergleich zu den tatsächlichen Werten r_1 und r_2 zunehmend unbestimmt. Bei $r_1 < r_2$ gilt für die tatsächliche Lage der Maxima bei r_1' und r_2' : $r_1' < r_1$ und $r_2' > r_2$).

Die Auflösbarkeit zweier in azimuthaler Richtung benachbarter Streuzentren im Abstand Δx ist abhängig von der Frequenz des Beleuchtungssignals sowie bei kohärenter Beleuchtung von der gegenseitigen Phasendifferenz ϕ der von beiden Streuzentren gestreuten Welle /7/. Bild A2-2 zeigt für den Fall $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 90^\circ$ den Verlauf von V_A über $\frac{\Delta x}{\delta N}$ azimuthal

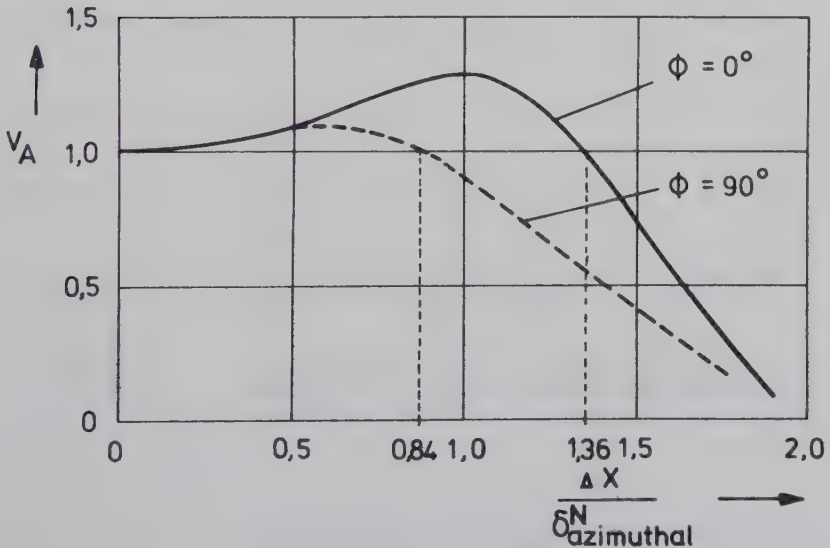


Bild A2-2: Auflösbarkeit zweier benachbarter Streuzentren

Parameter ist die gegenseitige Phasenlage ϕ der an den beiden Streuzentren gestreuten Welle.

Bei einer Phasendifferenz $\phi = 180^\circ$ ist $V_A = 0$ unabhängig von Δx bzw. $\delta_{\text{azimuthal}}^N$.
Aus Bild A2-2 läßt sich der Wert von

$\frac{\Delta x}{\delta_{\text{azimuthal}}^N} \neq 0$ ablesen, ab dem $V_A < 1$ ist. Er ergibt sich zu

$$\left. \frac{\Delta x}{\delta_{\text{azimuthal}}^N} \right|_{\phi = 0^\circ} = 1,362$$

(A2.19)

$$\left. \frac{\Delta x}{\delta_{\text{azimuthal}}^N} \right|_{\phi = 90^\circ} = 0,874$$

Der Kurvenverlauf in Bild A2-2 ergibt sich nach Gl. (A2.9) mit $\phi = \frac{\phi}{2}$. Dabei ist der Faktor 0,874 auch maßgebend bei inkohärenter bzw. breitbandiger Abbildung, da die Phasendifferenz ϕ der von den beiden Streuzentren ausgehenden Wellen alle Werte zwischen 0° und 180° statistisch verteilt annimmt, so daß sich im Mittel mit einem Winkel von $\phi = 90^\circ$ rechnen läßt.

9. Schrifttum

9.1 Lehr- und Fachbücher

- / 1/ SKOLNIK, M.: Radar Handbook, McGraw-Hill Book Co., New York 1970
- / 2/ HARGER, R.O.: Synthetic Aperture Radar Systems-Theory and Design, Academic Press, New York 1970
- / 3/ BURDIC, W.S.: Radar Signal Analysis, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.J. 1968
- / 4/ COOK, C.E.,
BERNFELD, M.: Radar Signals - An Introduction to Theory and Application, Academic Press, New York 1967
- / 5/ Nathanson, F.E.: Radar Design Principles, McGraw-Hill Book Comp., New York 1969
- / 6/ WOODWARD, P.M.: Probability and Information Theory, with Applications to Radar, Pergamon Press, Oxford 1953
- / 7/ GOODMAN, J.W.: Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill Book Comp., New York 1968
- / 8/ BECKMAN, P.: The Depolarization of Electromagnetic Waves, Golem Press, Boulder, Colorado 1968
- / 9/ STROKE, W.G.: An Introduction to Coherent Optics and Holography, Academic Press, New York 1969
- /10/ BOWMAN, J.J.: Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1969

9.2 Fachaufsätze

- /11/ KOCH, G.F.: Die verschiedenen Ansätze des KIRCHHOFF'schen Prinzips und ihre Anwendung auf die Beugungsdiagramme bei elektromagnetischen Wellen, A.E.U. 14 (1960), 77-152 (Teil I - VI)
- /12/ MITTRA, R.,
RANSOM, P.: Imaging with Coherent Fields, Proc. Symp. on Modern Optics (Polytechnic Institute of Brooklyn Press, 1967) Vol. 17 (1967), 619-647

- /13/ MITTRA, R., Aspects of Microwave Holography, Electronic Communicator,
RANSOM, P.: July/Aug. 1967, 11-12

- /14/ BAUM, R.F.: A Novel Algorithm for Resolution of Point Targets,
 IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems,
 AES-11 (1975), No. 6, 1260-1268

- /15/ ROGERS, G.L.: A New Method of Analysing Ionospheric Movement Records,
 Nature, 177 (1956), No. 4509, 613-614

- /16/ ROGERS, G.L.: An Experimental Verification of Diffraction Microscopy,
 Using Radio Waves, J. of Atmospheric and Terrestrial
 Physics, 11 (1957), 51-53

- /17/ PATTY, J.R.: Optical Images of Microwaves by Wave Reconstruction,
 Navord Report No. 6228, (2. Januar 1959), U.S. Naval
 Ordnance Laboratories

- /18/ KOCK, W.E.: Microwave Holography, Microwaves, November 1968, 46-54

- /19/ MAGINNESS, M.G. Comment on Nonoptical Holography, Proc. of the IEEE,
et. al.: (1967), 2050-2051

- /20/ DESCHAMPS, G.A.: Some Remarks on Radio-Frequency Holography, Proc. of
 the IEEE, (1967), 570-571

- /21/ KOCK, W.E., A Photographic Method for Displaying Sound Wave and
HARVEY, F.K.: Microwave Space Patterns, The Bell System Technical
 Journal, Band 20, No. 7, July 1957, 564-587

- /22/ DOOLEY, R.P.: X-Band Holography, Proc. of the IEEE, November 1965,
 1733-1735

- /23/ IIZUKA, K.: In Situ Microwave Holography, Appl. Optics, 12 (1973),
 No. 1, 147-149

- /24/ ANDERSON, A.P.: Some Basic Experiments on the Optical Resolution of
 Sampled Microwave Holograms, Opto-Electronics, 3
 (1971), 127-130

- /25/ FARHAT, N.H., Holographic Imaging at 70 GHz, Proc. of the IEEE,
GUARD, W.R.: Dezember 1970, 1955-1956

- /26/ GINZBURG, V.M., Microwave Holography with a Simulated Reference
MESHCHANKIN, V.M.: Wave, Radio Engineering and Electronic Physics,
15 (1970), No. 4, 656-658
- /27/ GINZBURG, V.M., Holographic Interferometry in the Microwave
MESHCHANKIN, V.M., Region, Radio Engineering and Electronic Physics,
STEPANOV, B.M.: Vol. 15, No. 12 (1970), 2342-2343
- /28/ IIZUKA, K.: Microwave Holograms and Microwave Reconstructions,
Electronic Letters, 5 (1969), No. 2, 26-28
- /29/ IIZUKA, K.: Microwave Holography by Means of Optical Interference
Holography, Appl. Physics Letters, 17 (1970),
No. 3, 99-101
- /30/ AOKI, Y.: Acoustical Holograms and Optical Reconstructions,
Acoustical Holography, Band 1, Plenum Press,
New York 1969, Kap. 15, 223-247
- /31/ AOKI, Y.: Microwave Holograms and Optical Reconstructions,
Applied Optics, 6 (1967), No. 11, 1943-1946
- /32/ AOKI, Y.: Microwave Holography by a Two-Beam Interference Method,
Proceedings of the IEEE (1968), 1402-1403
- /33/ LARSON, R.W., Microwave Holography, Proceedings of the IEEE,
et. al.: Dezember 1969, 2162-2164
- /34/ KOTOSONOV, N.V., Recording and Restoration of Microwave Holograms with
et. al.: Several Gradations of Interference Patterns, Radio Eng. &
Electron. Physics (USA) 17 (1972), 1367-1368
- /35/ FARHAT, N.H., Double Circular Scanning in Microwave Holography,
FARHAT, A.H.: Proceedings Letters April 1973, 509-510
- /36/ FARHAT, N.H., Spiral Scanning in Longwave Holography, Acoustical
GUARD, W.R., Holography, Band 4, Plenum Press, New York 1972, Kap. 4,
FARHAT, A.H.: 267-297
- /37/ SHIGESAWA, H., Microwave Holography by Spherical Scanning, Electronics
et. al.: and Communications in Japan, 56-8, No. 3 (1973), 56-64
- /38/ KEREKMAN, A.J.: Real Time Millimeter Wave Imaging, Soc. Photo-Optical
Instrumentation Engineers, (1973), 69-73

- /39/ JACOBS, H., SCHUMACHER, J.D., REGISTER, D.: A Bulk Semiconductor Imaging Device for Millimeter and Submillimeter Radiation, IEEE Transactions on Electron Devices, ED-16 (1969) No. 5, 419-423
- /40/ JACOBS, H., HOFER, R., MORRIS, G., HORN, E.: Conversion of Millimeter-Wave Images Into Visible Displays, J. of the Optical Society of America, 58 (1968), No. 2, 246-252
- /41/ JACOBS, H., MORRIS, G., HOFER, R.C.: Interferometric Effect with Semiconductors in the Millimeter-Wave Region, J. of the Optical Society of America, 57 (1967), No. 8, 993-999
- /42/ JACOBS, H., HOFER, R.C., MORRIS, G.: Proposal for Fog Penetrating Imaging Device, Proceedings Letters Juni 1966, 907
- /43/ SCHIESSER, W.E.: Unsteady-State Spot Illumination of a Semiconductor Panel, Proc. of the IEEE July 1969, 1291-1292
- /44/ LEVIN, B.J.: Millimeter Wave Image Conversion, Dissertation, Graduate School of Arts and Science University of Pennsylvania 1969
- /45/ LEVIN, B.J., FEINGOLD, B.R.: All-Weather Eye Opens up with Millimeter Wave Imaging, Electronics, 43 (1970), No. 17, 82-87
- /46/ LEVIN, B.J.: Spot Illumination of a Semiconductor Panel, Proceedings of the IEEE, July 1968, 1230-1231
- /47/ LEVIN, B.J.: Millimeter Wave Image Conversion Using a Semiconductor Image Converter, Proceedings of the IEEE, März 1970, 496-498
- /48/ KAZEL, S.: High-Sensitivity Real-Time Microwave Holography and Imaging, Proceedings of the IEEE, Juni 1969, 1222
- /49/ AUGUSTINE, C.F.: Microwave Holograms Using Liquid Crystal Displays, Proceedings of the IEEE, März 1969, 354-355
- /50/ AUGUSTINE, C.F. et. al.: Microwave Holography Using Liquid Crystal Area Detectors, Proceedings of the IEEE, July 1969, 1333-1334
- /51/ AUGUSTINE, C.F.: Field Detector Works in Real Time, Electronics, 41 (1968), 118-121

- /52/ MAGURA, K.: Charakteristische Eigenschaften von Flüssigkristall-Felddetektoren (1970), H. 9, 440-444
- /53/ IIZUKA, K.: Microwave Hologram by Photoengraving, Proceedings of the IEEE, Mai 1969, 813-814
- /54/ STOCKMAN, H.E.: Optical Film Sensor for RF-Holography, Proceedings Letters, 56 (1968), 763
- /55/ STONG, C.L.: Sound Waves and Radio Waves are Recorded on Film by Means of a Precooling Process, Scientific American, Vol. 227, (November 1972), No. 5, 120-124
- /56/ IIZUKI, K.: Making it in Pictures, Electronics, 41 (1968), No. 8, 130-131
- /57/ IIZUKI, K.: Mapping of Electromagnetic Fields by Photochemical Reaction, Electronics Letters, 4 (1968), No. 4, 68-69
- /58/ IIZUKI, K.: Mapping of Electromagnetic Fields by Photochromics and Their Application in Microwave Holography, J. of Applied Physics, 42 (1971), No. 13, 5553-5555
- /59/ MATHEWS, N.A.,
STACHERA, H.: A Vibrating-Dipole Technique for Measure Millimeter-Wave Fields in Free Space, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, MTT-22, No. 2 (1974), 103-110
- /60/ SWINGLER, D.N.,
ANDERSON, A.P.: Simple Microwave Holograms and Moiré Fringes Using the "Spinning-Dipole" Field-Perturbation Technique, Electronics Letters, 5 (1969), No. 14, 314-316
- /61/ KLEINWÄCHTER, H.: Sichtbarmachung elektromagnetischer Wellen, AEO, 9 (1955), 154-156
- /62/ KING, R.J.: On an Automatic System for Simultaneous Measurement of Amplitude and Phase of Millimeter Wave Fields, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Januar 1976, 48-50
- /63/ FARHAT, N.H.,
WANG, P.C.: Holographic Imaging with Object Synthesized Apertures, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, MTT-22, No. 5 (1974), 531-535

- /64/ KOPEIKA, N.S.: Millimeter-Wave Holography Recording with Glow Discharge Detectors, Int. J. Electronics, 38, No. 5 (1975), 609-613
- /65/ FARHAT, N.H.: The Role of Plasma Detectors in Microwave Holography, 1974 Internat. Optical Computing Conf. Proceedings, Digest of Papers, Zürich, 9. - 11. April 1974 (New York, USA, IEEE 1974), 91-95
- /66/ HIDAKA, T.: Image Reconstruction by Using a Frequency-Sweep Method, J. of Applied Physics, 46, No. 2 (1975), 786-790
- /67/ GOODMAN, J.W.: Digital Image Formation from Detected Holographic Data, Acoustical Holography, Band 1, Plenum Press, New York 1969, Kap. 12, 173-185
- /68/ BOYER, A.L.,
JORDAN, J.A.Jr.,
VAN ROOY, D.L.,
HIRSCH, P.M.,
LESEM, L.B.: Computer Reconstruction of Images from Ultrasonic Holograms Acoustical Holography, Band 2, Plenum Press, New York 1970, Kap. 15, 211-224
- /69/ NAGAI, K.,
MORIMOTO, H.,
AOKI, Y.,
SUZUKI, M.: On Numerical Reconstruction of the Image from a Microwave Hologram, Electronics and Communications in Japan, 55-B, No. 11, (1972), 50-54
- /70/ NAGAI, K.,
AOKI, Y.,
SUZUKI, M.: On the Numerical Reconstruction of Images from a Microwave Hologram, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, MTT-21. No. 1 (1973), 13-18
- /71/ AOKI, Y.,
BOIVIN, A.: Computer Reconstruction of Images from a Microwave Hologram, Proc. Letters, Mai 1970, 821-822
- /72/ AOKI, Y.: Computer Image Reconstruction from a Microwave Hologram Using Two-Dimensional FFT of Arbitrary Sampling Number, Electronics and Communications in Japan, 56-B, No. 10 (1973), 86,92
- /73/ TRICOLES, G.,
ROPE, E.L.: Reconstructions of Visible Images from Reduced-Scale Replicas of Microwave Holograms, J. of the Optical Society of America, 57, No. 1 (1967), 97-99
- /74/ DUFFY, D.E.: Optical Reconstruction from Microwave Holograms, JOSA 56 (1966), 832

- /75/ SWINGLER, D.N.: Feasibility of High-Resolution Optical Images from Microwaves Far-Field Holograms, Electronic Letters, 6 (1970), No. 12, 375-377
- /76/ WINZER, G., Vergleich kohärent-optischer Wandler, die den Pockels-effekt ausnutzen, Siemens-Laborbericht, Dezember 1972
MAYERHOFER, F.:
- /77/ ANDERSON, A.P., Enhancement of Optically Reconstructed Images from Microwave Holograms, Opto-Electronics 4 (1972), 57-62
DUVERNOY, J.:
- /78/ WU, M., Real-Time Optical Reconstruction of Microwave Holograms, Proceedings of the IEEE August 1975, 1254-1257
FARHAT, N.H.:
- /79/ FARHAT, N.H., Three-Dimensional Image Reconstruction from Longwave Holograms a Feasibility Study, Optical Engineering, 14, No. 3 (1975), 200-205
CHUA, A.K.:
- /80/ ANDERSON, A.P., Direct Microwave Imaging with Enhanced Resolution, Electronics Letters, 9 (1973), No. 10, 205-206
ORME, R.D.,
MAWANI, S.J.:
- /81/ LEITH, E.N.: Optical Processing Techniques for Simultaneous Pulse Compression and Beam Sharpening, IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, AES-4, No. 6 (1968), 879-885
- /82/ CUTRONA, L.J., On the Application of Coherent Optical Processing Techniques to Synthetic-Aperture Radar, Proceedings of the IEEE, 54, No. 8 (1966), 1026-1032
LEITH, E.N.,
PORCELLO, L.J.,
VIVIAN, W.E.:
- /83/ FARHAT, N.H.: Microwave Holography and its Applications in Modern Aviation, Engineering Applications of Holography, Meeting Los Angeles, Calif., USA: Soc. of Photo-optical Instrumentation Engrs. 1972
- /84/ KOCK, W.E.: Radar and Microwave Application of Holography, Applications of Holography (Proc. of the United States - Japan Seminar on Information Processing by Holography, held in Washington, D.C., October 13 - 18, 1969), Plenum Press, New York - London 1971
- /85/ GUARD, W.R.: Holographic Imaging with Millimeter Waves, Dissertation, Graduate School of Arts and Science University of Pennsylvania 1971

- /86/ MAGURA, K.: Probleme bei der holographischen Abbildung im Mikrowellenbereich, Dissertation an der RWTH Aachen, 1974
- /87/ GRAF, G.: Correction of Microwave Images by Holographic Filtering, Presented at the 17th AGARD AVIONICS PANEL, Sym. on Opto-Electronics Signal Processing Techniques, Tonsberg, Norway, 29. Sept. -3. Okt. 1969
- /88/ TRICOLES, G.P.: Some Topics in Microwave Holography, Ph.D. at the University of California, San Diego, 1970
- /89/ ROPE, E.L.,
TRICOLES, G.,
HAYWARD, R.A.: Microwave Holography for Radome Analysis, General Dynamics, Electronics Division, Final Report No. R-70-21-4, 1971
- /90/ BAKHRAKH, L.D.,
MAKEYEV, V.Y.: Holographic Matched Filters for Correction of Phase Nonuniformities in Antenna Aperture, Radio Engng. and Electron. Phys. 18, Heft 4 (1973), 540-546
- /91/ SWINGLER, D.N.,
ANDERSON, A.P.: Optical Imaging and Far-Field Pattern Simulation of a Microwave-Illuminated Aperture by a Microwave Hologram, Electronics Letters, 6, No. 6, (1970), 180-182
- /92/ ANDERSON, A.P.,
SWINGLER, D.N.: Location of an Irregularity in a Microwave Array by Optical Signal Processing of its Microwave Hologram, Electronics Letters 6, No. 8 (1970) 577-578
- /93/ TURCHIN, V.I.,
TSEYTLIN, N.M.,
CHANDAIEV, A.K.: Measurements of Antenna Patterns Based on Radiation from a Source in the Fresnel Zone, with the Help of SHF Holographie and Computer Processing, Radio Engng. and Electron. Phys. 18, H. 4 (1973), 527-536
- /94/ TRICOLES, G.,
ROPE, E.L.: Applications of Microwave Holography to Radomes and Antennas, 1971 IEEE Group on Antennas and Propagation International Symposium, Los Angeles, Calif., USA, 22. - 24. Sept. 1971 (New York, USA: IEEE 1971)
- /95/ BAKHRAKH, L.D.,
KUROCHKIN, A.P.,
DIMITRENKO, D.A.,
DSEITLIN, M.M.,
ARUTYUNYAN, D.S.: Determination of the Radiation Pattern of a Receiving Antenna by Means of a Source in the Fresnel Zone Using Holography and Optical Processing, Soviet Physics - Doklady, 16, No. 11 (1972), 1004-1006
- /96/ CHECCACCI, P.F.,
RUSSO, V.,
SCHEGGI, A.M.: Holographic Antennas, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, November 1970, 811-813

- /97/ IIZUKA,K.,
MIZUSAWA,M.,
URASAKI,S.,
USHIGOME,H.: Volumetype Holographic Antenna, IEEE Transactions
on Antennas and Propagation, Nov.1975,807-810
- /98/ IIZUKA,K.,
GREGORIS,L.G.: Application of Microwave Holography in the Study
of the Field From a Radiating Source, Appl. Phys.
Lett.17,No.12 (1970),509-512
- /99/ SHIGESAWA,H.,
TAKIYAMA,K.,
TOYONAGA,T.,
HIRAO,O.: Microwave Holography by Synthetic Aperture,Proc.
of the IEEE,Jan. 1972,137-139
- /100/ CUTRONA,L.J.,
VIVIAN,W.E.,
LEITH,E.N.,
Hall,G.O.: A High Resolution Radar Combat-Surveillance System,
IRE Trans. Mil. Electron., Band MIL-6, April 1961,
127-131
- /101/ SHERWIN,C.W.,
RUNIA,J.P.,
RAWCLIFFE,R.D.: Some Early Developments in Synthetic Aperture
Radar Systems, IRE Trans. Mil. Electron.,Band MIL-6,
April 1962,111-115
- /102/ CUTRONA,L.J.,
LEITH,E.N.,
PORCELLO,L.J.,
VIVIAN,W.E.: On the Application of Coherent Optical Processing
Techniques to Synthetic Aperture Radar, Proc. IEEE,
Band 54,Aug.1966,1026-1032
- /103/ LEITH,E.N.: Quasi Holographic Techniques in the Microwave Region,
Proc.of the IEEE,59,No.9 (1971),1305-1318
- /104/ LEITH,E.N.,
INGALLS,A.L.: Synthetic Antenna Data Processing by Wavefront
Reconstruction, Appl. Optics 7,No.3 (1968),539-544
- /105/ BROWN,W.M.: Synthetic Aperture Radar,IEEE Transactions on Aero-
space and Electronic Systems, AES-3, No.2,(1967),
217-229
- /106/ KAZEL,S.,
SERAFIN,R.: Sidelooking Radiometry, Proc. of the IEEE (1970),
819-821
- /107/ MADSEN,K.R.,
GLASS,C.M.: Application of Digital Signal Processing to Synthetic
Aperture Radar,7 th Asilomar Conference on Circuits,
Systems and Computers,Pacific Grove, Calif.,USA,
27-29 Nov. 1973, (North Hollywood, Calif., USA:
Western Periodicals 1974), 522-526

- /108/ ELLIS, A.B.E.: Parallel Processing for a Synthetic Aperture Radar, Intern. Conf. on Radar - Present and Future. London, England, 23-25 Oct. 1973, IEE 1973, 311-317
- /109/ HARGER, R.O.: Synthetic Aperture Radar System Design for Random Field Classification, IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems, AES-9, No. 5 (1973), 732-740
- /110/ HANSEN, R.C.: The Segmented Aperture Synthetic Aperture Radar (SASAR), IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, AES-10, No. 6 (1974), 800-804
- /111/ FARHAT, N.H.
GUARD, W.R.: Millimeter Wave Holographic Imaging of Concealed Weapons, Proceedings of the IEEE, September 1971, 1383-1384
- /112/ FARHAT, N.H.
GUARD, W.R.: Microwave Detection and Identification of Concealed Weapons, Proc. of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers' Seminar on Solving Problems in Security, Surveillance and Law Enforcement with Optical Instrumentation, New York 1972 (Redondo Beach, Calif., USA: Soc. Photo-optical Instrumentation Engrs. 1973), 25-31
- /113/ HILDEBRAND, B.P.
HAINES, K.A.: Multiple-Wavelength and Multiple-Source Holography Applied to Contour Generation, J. of the Optical Soc. of America, 57, No. 2 (1967), 155-162
- /114/ PAPI, G., RUSSO, V.,
SOTTINI, S.: Two-Frequency Microwave Holographic Interferometry, Proc. of the IEEE, 60, No. 8 (1972), 1004-1005
- /115/ PAPI, G., RUSSO, V.
SOTTINI, S.: Microwave Holographic Interferometry, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, AP-19, No. 6 (1971), 740-746
- /116/ KARG, R.,
ERMERT, H.: Ein multifrequentes, quasi-holographisches Abbildungssystem im Mikrowellenbereich, NTZ (1974), Heft 10, 369-372
- /117/ KARG, R.: Multifrequency Microwave Holography at Close Range, 5th European Microwave Conf., Hamburg, 1.-4. Sept. 1975, Germany, Conference Proceedings, 208-212
- /118/ BRAND, H.: Theoretische und experimentelle Forschungen zum Kollisionsschutz im Straßenverkehr, uni-kurier, Zeitschrift der Universität Erlangen-Nürnberg, H.15, August 1974, 5. Jahrgang, 25-26

- /119/ CRIBBS, R.W., Resolution of Defects by Microwave Holography,
LAMB, B.L.: Engineering Applications of Holography, Calif.,USA:
Soc. Photo-opt. Instr. Engrs, 1972, 315-323

- /120/ KUJOORY, M.A., Electronic Wavefront Subtraction in Longwave Holo-
FARHAT, N.H.: graphy, Proc. of the IEEE, Aug. 1975, 1258-1260

- /121/ IIZUKA, K.: Subtractive Microwave Holography and its Application
to Plasma Studies, Appl. Phys. Lett., 20, No. 1,
(1972), 27-29

- /122/ GREGORIS, L.G., Additive and Subtractive Microwave Holography,
IIZUKA, K.: Appl. Optics 12 (1973), 2641-2648

- /123/ SWINGLER, D.N., Double Resolution Microwave Holography: The Resolving
NILSEN, C.S.: Power of a Laboratory System Versus the Rayleigh
Limit for a Conventional Hologram, Proc. of the IEEE,
Juli 1975, 1074-1075

- /124/ SWINGLER, D.N.: Simple Double-Resolution Microwave Holography,
Proc. of the IEEE, August 1973, 1140-1141

- /125/ PORTER, R.P.: A Radar Imaging System Using the Object to Provide
the Reference Signal, Proc. of the IEEE, Februar 1971,
307-308

- /126/ METHERELL, A.F.: Temporal Reference Holography, Appl. Phys. Lett. 13,
No. 10 (1968), 340-343

- /127/ DIEHL, R.: Holographic Processing of Acoustic Data Obtained by
a Linear Array, aus Signal Processing, Academic Press,
London/New York, 1973, 561-575

- /128/ STEINBERG, B.D.: Design Approach for a High-resolution Microwave
Imaging Radio Camera, J. of the Franklin Institute,
296, No. 6 (1973), 415-432

- /129/ TYLER, G.L.: The Bistatic Continuous Wave Radar Method for the Study
of Planetary Surfaces, J. of Geophysical Research 71,
No. 6 (1966), 1559-1567

- /130/ LARSON, R.W., Results Obtained from the University of Michigan Micro-
ZELENKA, J.S., wave Hologram Radar, Proc. 7th Intern. Symp. on Remote
JOHANSEN, E.L.: Sensing of Environment, Ann Arbor, Mich., USA,
17-21 May 1971 (Ann Arbor, Mich., USA: Univ.Michigan
1971), 809-842

- /131/ LARSON, R.W., A Microwave Hologram Radar System, IEEE Trans. on
ZELENKA, J.S., Aerospace and Electronic Systems, AES-8, No. 2 (1972),
JOHANNSEN, E.L.: 208-217
- /132/ ANDERSON, A.P., Feasibility of Enhanced Microwave Image Resolution
BENNETT, J.C.: Using a Superdirective Aperture, Proc. of the IEEE,
März 1976, 376-378
- /133/ IIZUKA, K., Performance of a Hologram Matrix Radar, Proc. of the
OGURA, H., YEN, J.L., IEEE, Dezember 1974, 1718-1719
NGUYEN, van K.,
WEEDMARK, J.:
- /134/ OGURA, H., Imaging of a Two-Dimensional Target by Means of Holo-
FUKUOKA, S.: gram Matrix, Proc. of the IEEE, März 1976, 364-366
- /135/ LARSON, R.W.: Ergebnisse des Mikrowellenhologramm-Radars der Uni-
versität Michigan, Laser + Elektro-Optik 2 (1973),
26-27
- /136/ BAZARSKIY, O.V., An Investigation of a Holographic Method of Obtaining
KOTOSONOV, N.B., Visible Images of Phase Objects in the Microwave Region,
KHLIVYAVICH, YA.L.: Radio Eng. & Electron Physics (USA), 17 (1972),
1369-1370
- /137/ YUE, On-Ching, Two Reconstruction Methods for Microwave Imaging of
ROPE, E.L., Buried Dielectric Anomalies, IEEE Trans. on Computers,
TRICOLES, G.: C-24, No. 4 (1975), 381-390
- /138/ ORME, R.D.: A High Resolution Microwave Holographic Technique
(and Its Application to the Imaging of Objects
Obscured by Dielectric Media), Univ. Sheffield,
England Thesis, 1973
- /139/ ORME, R.D., High-Resolution Microwave Holographic Technique,
ENG, B., Proc. IEE, 120, No. 4 (1973), 401-406
ANDERSON, A.P.:
- /140/ BURDETTE, E.C., Near-Zone Scattering by Plates, Cylinders and Cones,
RYAN, C.E.: IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Nov.
1974, 823-826
- /141/ TAVIS, M.T.: Radar Cross Section of Thin Wires at All Angles of
Incidence, J. of Appl. Phys., 45, No. 3 (1974),
1179-1182

- /142/ KOPALEYSHVILI, V.P. Diffraction from a Finite System of Cylinders, Radio
POPOVIDI, R.S.: Eng. & Electron. Phys., 17, No. 11 (1972), 1952-1956
- /143/ SOLYMAR, L.: Derivation of Diffraction Coefficients for a Thin
Wire of Finite Length, Electronics Lett., 9, No. 19
(1973), 438-440
- /144/ WILSON, L.O.: The Shielding of a Plane Wave by a Cylindrical Array
of Infinitely Long Thin Wires, IEEE Trans. on Antennas
and Propagation, AP-22, No. 5 (1974), 689-696
- /145/ TONG, T.C.: Scattering by a Slightly Rough Cylinder and a Cylinder
with an Impedance Boundary Condition, Int. J. Electron-
ics, 36, No. 6 (1974), 767-772
- /146/ CABAYAN, H.S., Scattering of Electromagnetic Waves by Rough Perfectly
MURPHY, R.C.: Conducting Circular Cylinders, IEEE Trans. on Antennas
and Propagations, November 1973, 893-895
- /147/ BORKAR, S.R., Reflection of Electromagnetic Waves from Oscillating
YANG, R.F.H.: Surfaces, IEEE Trans. on Antennas and Propagation,
Januar 1975, 122-127
- /148/ BORKAR, S.R., Scattering of Electromagnetic Waves from Rough
YANG, R.F.H.: Oscillating Surfaces Using Spectral Fourier Method,
IEEE Trans. on Antennas and Propagation, September
1973, 734-736
- /149/ ZAIVOTOVSKIY, L.A.: Optimum Polarization of Radar Signals, Radio Eng. and
Electronic Phys., 18, No. 4 (1973), 630-632
- /150/ ROGERS, G.L.: Polarization Effects in Holography,
J. Opt. Soc. America, Vol. 56, No. 6, June 1966, 831
- /151/ BRYNGDAHL, O.: Polarizing Holography,
J. Opt. Soc. America, Vol. 58, No. 6, May 1968, 702
- /152/ LOHMANN, A.W.: Reconstruction of Vectorial Wavefronts, Appl. Optics
4, No. 12 (1965), 1667-1668

- /153/ KOCK, W.E.: Circular Polarization in Certain Laser and Holography Applications, Appl. Optics, 14, No. 7 (1975), 1471-72
- /154/ CARTER, W.H., ENGELLING, P.D., DOUGAL, A.A.: Polarization Selection for Reconstructed Wavefronts and Application to Polarizing Microholography, IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-2, No. 2 (1966), 44-46
- /155/ MILDER, D.M., WELLS, W.H.: Acoustical Holography with Crossed Linear Arrays, IBM Journal of Research and Development, Vol. 14, No. 5, September 1970, 492-500
- /156/ HUANG, T.S.: Digital Holography, Proc. of the IEEE, 59, No. 9 (1971), 1335-1346
- /157/ LOHMANN, A.W.: Some Aspects of Optical Holography that Might be of Interest for Acoustical Imaging, Presented at the US-Japan Seminar on Pattern Information Processing by Ultrasonic Imaging in Hawaii, Jan. 1973
- /158/ OKOSHI, T., NOMURA, H.: Information Recorded in Three-Dimensional Images, Journal of the Faculty of Engineering, University of Tokyo (B), 32, No. 1 (1972), 373-399
- /159/ BURCKHARDT, C.B.: Information Reduction in Holograms for Visual Display, J. of the Optical Society of America, 58, No. 2 (1965) 241-246
- /160/ ANDERSON, G.B., HUANG, T.S.: Errors in Frequency-Domain Processing of Images, Spring Joint Computer Conference (1969), 173-185
- /161/ STRAND, T.C.: Signal/Noise in Analog and Binary Holograms, Optical Engineering (USA), 13, No. 3 (1974), 219-227
- /162/ GABEL, R.A., LIU, B.: Minimization of Reconstruction Errors with Computer Generated Binary Holograms, Appl. Optics, 9, No. 5 (1970), 1180-1191
- /163/ GOODMAN, J.W., SILVESTRI, A.M.: Some Effects of Fourier-Domain Phase Quantization, IBM J. Res. Develop. (1970), 478-484
- /164/ LIN, Y.T., KSIENSKI, A.A.: Utilization of Phase Information in Radar Target Identification, 1973 G-AP Intern. Symp., Boulder, Color., USA, 22-24 Aug. 1973 (New York, USA, IEEE 1975), 29

- /165/ BROWN, W.M., Effects of Phase Errors on Resolution, IEEE Trans.
PALERMO, C.J.: on Military Electronics, MIL-9, Januar 1965, 4-9

- /166/ DALLAS, W.J.: Phase Quantization - a Compact Derivation, Appl.
Optics 10, No. 3 (1971), 673-676

- /167/ METHERELL, A.F.: The Relative Importance of Phase and Amplitude in
Acoustical Holography, Acoustical Holography, Band 1,
Plenum Press, New York, 1969, Kap. 14, 203-220

- /168/ LOHMANN, A.W.: Comments About Phase-Only Holograms, Acoustical Holo-
graphy, Band 2, Plenum Press, New York, 1970, Kap.14,
203-210

- /169/ POWERS, J., Computed Reconstructions from Phase-Only and Amplitude-
LANDRY, J., Only Holograms, Acoustical Holography, Band 2, Plenum
WADE, G.: Press, New York, 1970, Kap. 13, 186-202

- /170/ MAWARDI, O.K.: Amplitude-Only and Phase-Only Holograms, Acoustical
Holography, Band 4, Plenum Press, New York, 1972,
Kap. 7, 519-532

- /171/ CATHEY, W.T., Jr.: Phase Holograms, Phase-Only Holograms, and Kinoforms,
Appl. Optics, 9, No. 5 (1970), 1478-1479

- /172/ CATHEY, W.T., Jr.: The Effect of Finite Sampling in Holography, Optik 27,
H. 5 (1968), 317-326

- /173/ COOLEY, J.W., An Algorithm for the Machine Calculation of Complex
TUKEY, J.W.: Fourier Series, Math. Comput., 19 (1965), 297

- /174/ COCHRAN, W.T., What is the Fast Fourier Transform? IEEE Trans. on
et al. Audio and Electroacoustics, AU-15, No. 2 (1967), 45-55

- /175/ KRIEN, R.: Die numerische Berechnung der zweidimensionalen diskre-
ten Fouriertransformierten mit Hilfe der schnellen
Fouriertransformation, Nachrichtentechnik - Elektronik,
24, H. 1 (1974), 22-26

- /176/ KORNREICH, P., A Direct Electronic Fourier Transform Device for
YANG, N.-T., Imaging, Proc. of the IEEE, 1973, 1149-1150
KOWEL, S.T.:

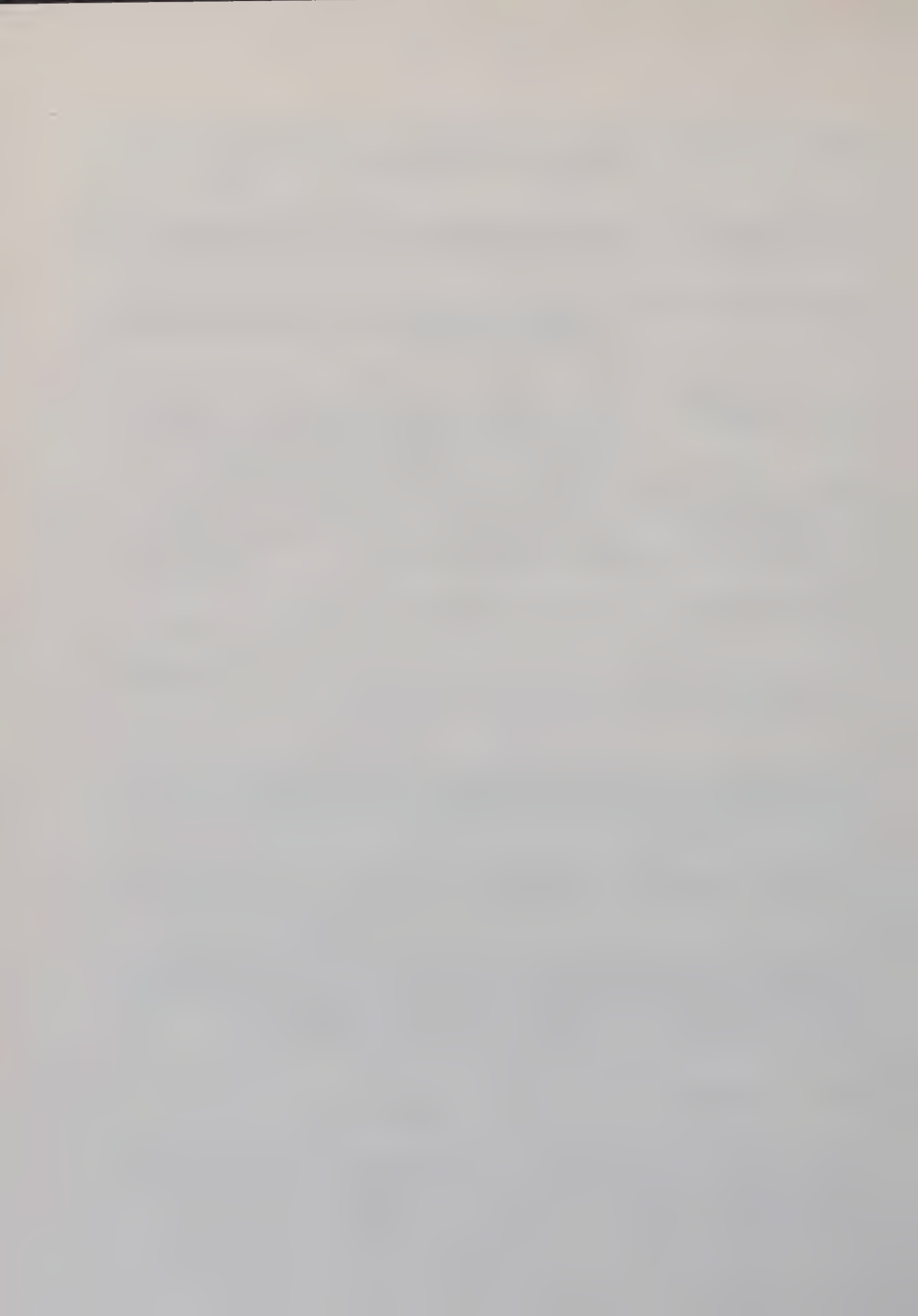
- /177/ BONGIOVANNI, G., Digital Fourier Transformers with Arbitrary Parallelism,
CORSINI, P., Alta Frequenza, XLIV, Nr. 11 (1975), 690-695
FROSINI, G.:

- /178/ SIEGMAN, A.E.: How to Compute Two Complex Even Fourier Transforms with One Transform Step, Proc. of the IEEE, (1975), 544
- /179/ HOPE, L.L.: A Fast Gaussian Method for Fourier Transform Evaluation, Proc. of the IEEE, (1975), 1353-1356
- /180/ BICE, P.K.: Get accurate Fast Fourier Transforms, Electronic Design 10 (1973), 84-87
- /181/ BERGLAND, G.D.: Fast Fourier Transform Hardware Implementations - A Survey, IEEE Trans. on Audio and Electroacoustics, AU-17, No. 2 (1969), 109-119
- /182/ KORNREICH, P.G., et al.: Direct Electronic Fourier Transforms of Optical Images (DEFT), Proc. of the IEEE, 62, No. 8 (1974), 1072-1087
- /183/ GÜSSLER, R.: Schnelle A/D-Umsetzer, Elektronik 1975, Heft 11, 83-87
- /184/ KÜHLER, H.: Transienten-Speicher, Elektronik 1975, Heft 7, 49-54
- /185/ RESNICK, J.B.: High Resolution Waveforms Suitable for a Multiple Target Environment, Thesis at the Massachusetts Institute of Technology, 1962
- /186/ RUDERSHAUSEN, R.: Synthese von Korrelationscodes zur Signalerkennung aus dem Rauschen (Radar-Impulskompression), Wiss.Ber. AEG-Telefunken 48, Nr. 5 (1975), 218-231
- /187/ RIHACZEK, A.W.: Radar Resolution Properties of Pulse Trains, Proc. of the IEEE, Februar 1964, 153-164
- /188/ BRANDON, P.S., ENG, C.: The Design of a Non-Linear Pulse Compression System to Give a Low Loss High System to Give a Low Loss High Resolution Radar Performance, The Marconi Review, First Quarter, 1973, 1-45
- /189/ BOEHMER, A.M.: Binary Pulse Compression Codes, IEEE Trans. on Information Theory, IT-13, No. 2 (1967), 156-167
- /190/ HUFFMAN, D.L.: A Computer Evaluation of Huffman Codes, Proc. of the National Aerospace Electr. Conference 1973, Dayton, Ohio, USA, 14-16 May 1973 (New York, USA: IEEE 1973), 159-166

- /191/ SKOLNIK, M.I.: Nonuniform Arrays, Antenna Theory, Band 1, McGraw-Hill Book Comp., New York, 1969, Kap. 6, 207-234
- /192/ SCHELL, A.C.,
ISHIMARU: Antenna Pattern Synthesis, Antenna Theory, Band 1, McGraw-Hill Book Comp., New York, 1969, Kap.7, 235-305
- /193/ LO, Y.T.: A Mathematical Theory of Antenna Arrays with Randomly Spaced Elements, IEEE Trans. on Antennas and Propagation (1964), 257-268
- /194/ GOLDBIRSCH, J.: Prediction Methods for Rain Attenuation Statistics at Variable Path Angles and Carrier Frequencies Between 13 and 100 GHz, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, AP-23, No. 6 (1975), 786-791
- /195/ BRAND, H.,
KARG, R.: Gesteuerte Wellenleiterantenne, deutsche Patentanmeldung P2609095.9
- /196/ Firma BIOMATIC: Transientenspeicher Modell 8100
-

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Hochfrequenztechnik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg durchgeführt. Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans BRAND, dem Vorstand dieses Instituts, danke ich herzlich dafür, daß er die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht und sie durch tatkräftige Unterstützung gefördert hat. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. rer. nat. A.W. Lohmann für die Übernahme des Korreferates. Weiterhin gilt mein Dank Herrn Dr.-Ing. H. Ermert für viele wertvolle Diskussionen und Anregungen. Die numerischen Berechnungen wurden auf dem Rechner TR 440 der Informatik-Rechnerabteilung der Universität Erlangen-Nürnberg durchgeführt. Den Mitarbeitern dieser Abteilung danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Der Verfasser



Lebenslauf des Verfassers

- | | |
|----------------|---|
| 26.2.1950 | geboren in Gelsenkirchen als Sohn von Dipl.-Ing. Hans Karg und Ruth Karg geb. Hensel |
| 1956-1960 | Besuch der Grundschule in Gelsenkirchen-Schalke und Gelsenkirchen-Erle |
| 1960-1968 | Besuch des Max-Planck-Gymnasiums in Gelsenkirchen-Buer |
| 25.5.1968 | Reifeprüfung |
| 1968 | Industriepraktikum bei der Firma Mannesmann AG, Werk Grillo Funke |
| 1968-1973 | Studium der Elektrotechnik an der RWTH Aachen, Fachrichtung Allgemeine Elektrotechnik |
| 11.11.1970 | Diplom-Vorprüfung |
| 5.6.1973 | Diplom-Hauptprüfung |
| 1973-1974 | Verw. der Dienstgeschäfte eines wiss. Assistenten am Institut für Hochfrequenztechnik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg |
| seit 1.12.1974 | Wissenschaftlicher Assistent am Institut für Hochfrequenztechnik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg |

20. 5. 1900
 Gewinne in der Verwaltung als auch in der
 Krieg und Krieg der Jahre

1900-1901
 Gewinne der Verwaltung in der Krieg und
 Krieg und Krieg der Jahre

1900-1901
 Gewinne der Verwaltung in der Krieg und
 Krieg und Krieg der Jahre

1900-1901
 Gewinne der Verwaltung in der Krieg und
 Krieg und Krieg der Jahre

1900-1901
 Gewinne der Verwaltung in der Krieg und
 Krieg und Krieg der Jahre

1900-1901
 Gewinne der Verwaltung in der Krieg und
 Krieg und Krieg der Jahre

1900-1901
 Gewinne der Verwaltung in der Krieg und
 Krieg und Krieg der Jahre

1900-1901
 Gewinne der Verwaltung in der Krieg und
 Krieg und Krieg der Jahre

1900-1901
 Gewinne der Verwaltung in der Krieg und
 Krieg und Krieg der Jahre

1900-1901
 Gewinne der Verwaltung in der Krieg und
 Krieg und Krieg der Jahre

